

# Transportuntersuchungen an ferromagnetischen (Ga,Mn)As-Nanokontakten



DISSERTATION  
ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES DER NATURWISSENSCHAFTEN  
(DR. RER. NAT.)  
DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK  
DER UNIVERSITÄT REGENSBURG

vorgelegt von  
**Stefan Michael Geißler**  
aus  
Regensburg

Oktober 2013

Promotionsgesuch eingereicht am: 16.10.2013  
Die Arbeit wurde angeleitet von: Professor Dr. Dieter Weiss  
Datum des Promotionskolloquiums: 06.02.2014

**Prüfungsausschuß:**

Vorsitzender: Professor Dr. Ingo Morgenstern  
Erstgutachter: Professor Dr. Dieter Weiss  
Zweitgutachter: Professor Dr. Dominique Bougeard  
weiterer Prüfer: Privatdozent Dr. Tobias Korn



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Grundlegende Eigenschaften von (Ga,Mn)As</b>	<b>11</b>
2.1	Kristallstruktur, Wachstum und Ferromagnetismus . . . . .	11
2.2	Magnetische Anisotropie . . . . .	14
2.3	Ladungstransport . . . . .	14
2.3.1	Ladungsträgerlokalisierung . . . . .	16
2.3.2	Transportregime . . . . .	16
2.3.3	Temperaturabhängigkeit des Widerstands . . . . .	18
2.3.4	Magnetoresistive Effekte . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Grundlagen des Einzel-Elektronen-Transports</b>	<b>23</b>
3.1	Tunneln durch eine rechteckige Potentialbarriere . . . . .	23
3.2	Der Einzel-Elektronen-Transistor . . . . .	27
3.3	Orthodoxe Theorie des Einzel-Elektronen-Tunnelns . . . . .	31
3.4	Das Stabilitätsdiagramm . . . . .	36
3.5	Einzel-Elektronen-Transport in spinpolarisierten Systemen . . . . .	41
3.5.1	Magneto-Coulomb-Oszillationen . . . . .	42
3.5.2	Anisotroper Coulomb-Blockade Magnetwiderstand . . . . .	43
3.5.3	Spin-valve-ähnlicher Magnetwiderstand . . . . .	45
3.5.4	Erhöhter TMR-Effekt unter CB-Bedingung . . . . .	45
3.6	Das Double-Dot-Modell . . . . .	47
<b>4</b>	<b>Methoden der Probenherstellung</b>	<b>53</b>
4.1	Ablauf der Probenherstellung . . . . .	55
4.1.1	Ausgangsmaterial . . . . .	55
4.1.2	Reinigung . . . . .	56
4.1.3	Metallische Kontaktflächen . . . . .	57
4.1.4	Nanokontakt . . . . .	58
4.1.5	Zuleitungen . . . . .	59
4.1.6	Topgate . . . . .	59
4.1.7	Fertigstellung . . . . .	60
4.2	Nanostrukturierung mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie . . . . .	62
4.2.1	Elektronenstrahlempfindliche Lacke . . . . .	63
4.2.2	Positiv- und Negativ-Belichtung . . . . .	64
4.2.3	Der Proximity-Effekt . . . . .	64

4.2.4	Definition des Nanokontakts . . . . .	67
4.2.5	Alignment . . . . .	74
4.2.6	Strukturübertrag durch Ätzen . . . . .	76
<b>5</b>	<b>Tieftemperatur-Messplätze und elektrischer Messaufbau</b>	<b>79</b>
5.1	Die Tieftemperatur-Messplätze . . . . .	79
5.2	Messaufbau für die elektrischen Transportuntersuchungen . . . . .	81
<b>6</b>	<b>Grundlegende Messgrößen und Kennlinien</b>	<b>87</b>
6.1	IV-Kennlinie, Widerstand und Leitwert . . . . .	87
6.2	Differentielle Darstellung von Leitwert und Widerstand . . . . .	89
6.3	Gate-Kennlinie . . . . .	92
6.4	Stabilitätsdiagramm . . . . .	93
<b>7</b>	<b>Die intrinsische Struktur der (Ga,Mn)As-Nanokontakte</b>	<b>95</b>
7.1	Die Nanokontakt-Struktur als Einzel-Elektronen-Transistor . . . . .	95
7.2	Einfluss der NC-Geometrie auf das Transportverhalten . . . . .	99
7.3	Einfluss von Annealing auf das Transportverhalten . . . . .	104
7.4	Einfluss weiterer Parameter . . . . .	110
<b>8</b>	<b>Analyse und Modellierung der Transportcharakteristik</b>	<b>115</b>
8.1	Die Ausgangssituation . . . . .	115
8.2	Orthodoxes Modell . . . . .	121
8.3	Orthodoxes Modell mit zwei Inseln . . . . .	125
8.4	Double-Dot-Modell mit spinentarteten Energieniveaus . . . . .	128
8.5	Spinabhängiger Transport im DD-Modell . . . . .	130
8.6	Zusammenfassung . . . . .	139
<b>9</b>	<b>Transport unter dem Einfluss eines externen Magnetfeldes</b>	<b>141</b>
9.1	Magnetfeldstärke . . . . .	141
9.2	Magnetfeldrichtung . . . . .	144
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>157</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>161</b>
A.1	Arbeitsplan . . . . .	161

# 1 Einleitung und Motivation

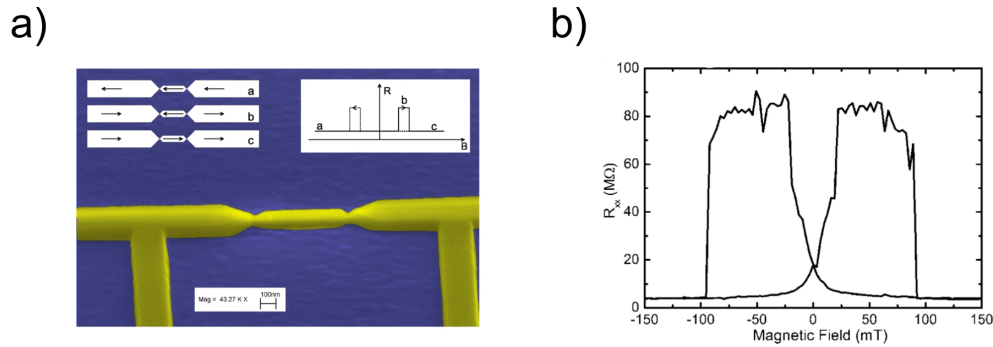
P. Grünberg und A. Fert entdeckten 1988 unabhängig voneinander bei ihren Experimenten an magnetischen Mehrlagensystemen den Giant-Magneto-Resistance (GMR)-Effekt [1, 2]. Der Widerstand von GMR-Proben hängt dabei entscheidend von der relativen Orientierung der Magnetisierung innerhalb der einzelnen magnetischen Schichten ab. In paralleler Konfiguration, bei der die Magnetisierung aller Schichten in die gleiche Richtung weist, wird ein niedrigerer Widerstand beobachtet, als in antiparalleler Konfiguration, bei der die Magnetisierungsrichtungen alternierend in entgegengesetzte Richtungen zeigen [3]. Bereits wenige Jahre nach der Entdeckung des GMR-Effekts eroberte dieser in Form von Lesekopfsensoren in Festplatten den kommerziellen Massenmarkt und wird mittlerweile auch in zahlreichen Sensorapplikationen sowie als rein elektrische Alternative zu Optokopplern verwendet. Im Jahr 2007 wurden P. Grünberg und A. Fert für ihre wegweisenden Arbeiten auf diesem Gebiet schließlich mit dem Nobel-Preis geehrt [4].

Die Entdeckung des GMR-Effekts wird oft als die Geburtsstunde der Spintronik bezeichnet und hat dank ihrer Prominenz eine erstaunliche Entwicklung dieses Forschungsgebietes in Gang gesetzt [3, 5–19]. Die Spintronik verfolgt dabei das Ziel, die Wechselwirkungen zwischen dem Spin eines quasi-freien Kristallelektrons und dessen Umgebung im Festkörper besser zu verstehen und daraus Methoden zu entwickeln, mit denen der spinabhängige Transport in Festkörpern kontrolliert werden kann. Anfangs wurden hauptsächlich ferromagnetische Metalle untersucht, bei denen bereits eine intrinsische Spinpolarisation der freien Ladungsträger vorliegt. Es dauerte allerdings nicht lange, bis der Zweig der Halbleiter-Spintronik in den Mittelpunkt der Forschung rückte. Auf der Suche nach geeigneten Materialien erweckten die sogenannten verdünnt-magnetischen Halbleiter (DMS) [20, 21] besonders großes Interesse. Die DMS basieren auf klassischen Verbundhalbleitern, denen mittels Dotierung magnetische Eigenschaften eingepflegt werden. Dieser Ansatz verspricht volle Kontrolle sowohl über die magnetischen als auch über die elektrischen Eigenschaften des Materials. Insbesondere die mit Mn dotierten III-V-Halbleiter etablierten sich als beliebte Modellsysteme für Studien des spinabhängigen Transports und wurden wegen ihrer engen Verwandtschaft mit den etablierten III-V-Halbleitern GaAs und InAs lange als mögliche Kandidaten für künftige spinsensitive Bauelemente gehandelt.

(In,Mn)As war der erste verdünnt-magnetische III-V-Halbleiter, bei dem eine ferromagnetische Ordnung beobachtet werden konnte [22, 23]. An diesem Material konnte auch zum ersten Mal demonstriert werden, dass sich die magnetischen Eigen-

schaften der (III,Mn)V-DMS durch einen elektrischen Feld-Effekt manipulieren lassen [24–26]. Dies ist möglich, weil die ferromagnetische Ordnung zwischen den lokalisierten magnetischen Momenten der Mn-Ionen über die freien Ladungsträger des Systems vermittelt wird [27, 28]. Die freien Ladungsträger können in einem Halbleitersystem bekanntermaßen sehr einfach durch ein von außen angelegtes elektrisches Feld manipuliert werden, was den Weg zu einer rein elektrischen Kontrolle der magnetischen Eigenschaften eröffnet.

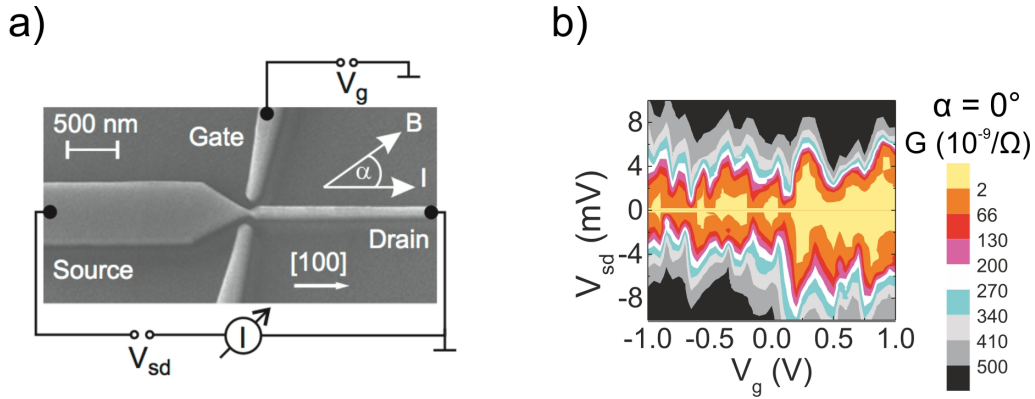
Obwohl mit (In,Mn)As die ersten Erfolge erzielt wurden, etablierte sich schon bald (Ga,Mn)As [29–31] als der bekannteste Vertreter der DMS. Dieses Materialsystem zeigt ähnliche Eigenschaften wie (In,Mn)As und besitzt darüber hinaus eine deutlich höhere Curie-Temperatur. Theoretische Berechnungen stellten zudem in Aussicht, dass die ferromagnetische Ordnung bei ausreichend hoher Dotierung sogar bis in den Bereich der Raumtemperatur erhalten bleiben könnte [32]. Obwohl (Ga,Mn)As in dieser Hinsicht nicht alle Erwartungen erfüllen konnte, hat es sich dennoch als eines der wichtigsten Modellsysteme der Halbleiter-Spintronik erwiesen [14, 33–35].



**Abbildung 1.1** Teilbild a) zeigt eine eingefärbte rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der von Rüster et al. untersuchten Probe, die sich durch zwei nanostrukturierte Engstellen im Strompfad auszeichnet. Teilbild b) zeigt dazu passend den spin-valve-ähnlichen Verlauf des Magnetwiderstands. Beide Abbildungen wurden aus [36] entnommen.

Bei der Erforschung der magnetischen Eigenschaften der DMS haben sich neben den bekannten optischen Methoden auch Methoden basierend auf elektrischen Transportmessungen als wichtiges Werkzeug etabliert. Rüster et al. beobachteten an nanostrukturierten (Ga,Mn)As-Proben eine unerwartet starke Abhängigkeit des Widerstands von der Magnetisierungskonfiguration der Probe [36]. Diese Entdeckung rief Erinnerungen an die großen Erfolge des GMR-Effekts hervor und motivierte zu einer Reihe von nachfolgenden Arbeiten. Die ursprünglich untersuchten Proben bestanden im Wesentlichen aus zwei nacheinander angeordneten Engstellen im Strompfad, welche die Probe in drei Segmente unterteilten (siehe Abbildung 1.1 a). Das mittlere Teilstück war dabei deutlich schmaler als die beiden äußeren. Entsprechend wurde für dieses eine höhere Koerzitivfeldstärke erwartet als für die seitlichen Teilstücke. Im Zuge der Ummagnetisierung der Probe durch ein externes Magnetfeld konnten die drei Segmente deshalb verschiedene Magnetisierungskonfigurationen einnehmen,

die als Erklärung für den in Abb. 1.1 b) gezeigten spin-valve-ähnlichen Magnetwiderstand (MR) angeführt wurden. Das Erstaunliche daran war, dass der Effekt mit abnehmender Breite der Engstellen sehr schnell an Größe gewann und von anfangs ca. 2 %, gemessen an Proben mit weiten Engstellen, bis auf annähernd 2000 % im Fall von Proben mit sehr schmalen Engstellen anstieg. Gleichzeitig erhöhte sich durch die Verkleinerung der Engstellen auch der Probenwiderstand deutlich, weshalb als Erklärung für den Anstieg des MR-Effekts der Übergang von diffusivem Transport hin zu Transport über eine Tunnelbarriere genannt wurde.



**Abbildung 1.2** Teilbild a) zeigt eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der von Schlapps et al. untersuchten Probe. Im Gegensatz zu den in [36] untersuchten Proben weist diese nur eine nanostrukturierte Engstelle auf. Teilbild b) zeigt farblich codiert den zugehörigen Leitwert in Abhängigkeit von Bias- und Gate-Spannung. Die Darstellung lässt andeutungsweise eine Serie von unregelmäßigen Coulomb-Diamanten erkennen. Beide Teilbilder wurden aus [37] entnommen.

In nachfolgenden Arbeiten konzentrierten sich Giddings et al. [38] und Schlapps et al. [39] bei ihren Untersuchungen an ähnlichen Proben auf die auffallend starke Abhängigkeit des Magnetwiderstands von der Magnetisierungsrichtung der Probe. In Analogie zum gewöhnlichen anisotropen Magnetwiderstand wurden die Beobachtungen einem anisotropen Tunnelmagnetwiderstand (TAMR) zugeordnet [40, 41]. Die gemessenen Effekte waren allerdings viel zu groß, um sie alleine im Rahmen des TAMR beschreiben zu können. Deshalb wurden zwei alternative Modelle diskutiert [42–44], von denen sich nach der Beobachtung von charakteristischen Widerstandssoszillationen und Coulomb-Diamanten schon bald die Interpretation von Wunderlich et al. im Bilde von Coulomb-Blockade (CB) und sequentiellm Einzel-Elektronen-Tunneln durchsetzte. Der Einfluss der Magnetisierungsrichtung der Probe auf deren Widerstand wurde folglich einem neuen Effekt, nämlich dem anisotropen Coulomb-Blockade-Magnetwiderstand (CBAMR)-Effekt zugeordnet. Sowohl Wunderlich et al. [43] als auch Schlapps et al. [37] konnten zeigen, dass bereits eine einzelne Engstelle ausreicht, um die gleichen Effekte hervorzurufen, wie sie bei Proben mit zwei Einengungen auftreten. Die dazu erforderliche Einzel-Elektronen-Transistor (SET)-Struktur mit einer isolierten Insel, die durch Tunnelbarrieren von

den Zuleitungen getrennt ist, muss sich demnach im Bereich der Engstelle ausbilden. Abbildung 1.2 a) zeigt dazu eine REM-Aufnahme der in [37] untersuchten Probe.

Der spinabhängige Einzel-Elektronen-Transport an ferromagnetischen SET-Strukturen ist in den letzten Jahren zunehmend in den Fokus zahlreicher experimenteller sowie theoretischer Arbeiten gerückt und wird bisweilen unter dem Begriff „Nanospintronics“ geführt [11, 45]. Von experimenteller Seite wurden dabei hauptsächlich SET-Strukturen mit einer metallischen Insel und ferromagnetischen Zuleitungen aus Fe, Co oder Ni untersucht [46–56]. Metallische SET weisen im Allgemeinen ein kontinuierliches Energiespektrum auf, sodass für den Einzel-Elektronen-Transport nur die Coulomb-Ladungsenergie berücksichtigt werden muss. Im Gegensatz dazu spielt beim Transport über Quantenpunkte und Moleküle auch die diskrete Verteilung der elektronischen Zustände eine wichtige Rolle, was zu einer deutlich reichhaltigeren Transportcharakteristik führt. Diese Art von SET-Strukturen wird bereits seit Langem in Form von künstlichen Atomen und künstlichen Molekülen auf Basis von zweidimensionalen Elektronengasen in Halbleiter-Heterostrukturen intensiv untersucht [57–61], allerdings fast ausschließlich in nicht-magnetischer Umgebung. SET-Strukturen auf Basis von Kohlenstoff-Nanoröhrchen (CNT) besitzen ebenfalls ein diskretes Energiespektrum und stellen damit eine Alternative zu den Quantenpunkten auf Basis von Halbleiter-Heterostrukturen dar [62–64]. Die CNT können dazu über ferromagnetische Zuleitungen kontaktiert werden und bieten zudem die Möglichkeit, den spinabhängigen Transport durch die CNT über ein elektrisches Feld zu manipulieren. Dadurch sind sie in den letzten Jahren zu einem beliebten und vielversprechenden Modellsystem für den Bereich der Nanospintronic geworden [8]. Mit der Arbeit von Jensen et al. [65, 66], in der eine SET-Struktur, bestehend aus (Ga,Mn)As-Kontakten und einer CNT-Insel, untersucht wurde, schließt sich der Kreis hin zu den SET-Strukturen aus (Ga,Mn)As, die sich nahtlos in die Reihe der ferromagnetischen SET einfügen. Aufgrund der hohen Dotierung von (Ga,Mn)As sollten sie eine Position zwischen den metallischen SET-Strukturen und denen auf Basis von CNT einnehmen.

Die bisherigen Transportuntersuchungen an SET-Strukturen aus (Ga,Mn)As zeigten alle übereinstimmend ein äußerst kompliziertes CB-Muster, welches bislang noch nicht im Detail interpretiert werden konnte (siehe Abb. 1.2 b). Es wurde deshalb vermutet, dass am Transport durch die Engstelle mehrere Inseln beteiligt sein könnten [43]. Obwohl sich auch mit diesem Ansatz die Messdaten bisher einer detaillierten Analyse entzogen haben, konnten Schlapps et al. zumindest eine konkrete Abschätzung für die Zahl der am Transport beteiligten Inseln angeben [37]. Der Fit der Temperaturabhängigkeit des Leitwerts ihrer Probe anhand eines Modells für granulare Metalle [67] lieferte als Ergebnis, dass sich vermutlich zwei Inseln im Bereich der Engstelle befinden. Der Schritt hin zu Proben mit nur einer Insel scheint vor diesem Hintergrund durchaus möglich zu sein. Betrachtet man die Form der bisher untersuchten Proben genauer, dann fällt auf, dass der Bereich der Einschnürungen nicht mit letzter Präzision definiert wurde. Von der Engstelle aus verbreitert sich der Strompfad in einem fließenden Übergang hin zu den beiden Zuleitungen. Es

wäre möglich, dass sich genau in diesem Übergangsbereich weitere Inseln bilden. Ausgehend davon ergibt sich die Anfangshypothese für die vorgelegte Arbeit:

*(Ga,Mn)As-Proben mit einer ausreichend kleinen, nanostrukturierten Engstelle im Strompfad weisen eine intrinsische SET-Struktur auf. Die Zahl der am Transport beteiligten Inseln hängt dabei von Form und Größe der Einengung ab. Je kleiner der Übergangsbereich und je kleiner die Engstelle, desto weniger Inseln werden erwartet. Es sollte also möglich sein, durch präzise lithographische Definition der Engstelle und des Übergangsbereichs Einfluss auf die Inselzahl zu nehmen. Gelingt es, eine ausreichend kleine Engstelle zu realisieren, dann sollte diese nur aus einer einzigen Insel bestehen.*

Ziel dieser Arbeit ist es, die Nanostrukturierung zu verbessern und damit den Einfluss von Form und Größe der Engstelle auf das Transportverhalten der Proben zu evaluieren. Im besten Fall gelingt es, gezielt SET-Strukturen mit nur einer Insel herzustellen. Solche Proben hätten den Vorteil, dass sie eine relativ einfache Transportcharakteristik aufweisen sollten, die mit einem der etablierten Modelle des Einzel-Elektronen-Tunnelns beschrieben werden könnte. Darauf aufbauend ließen sich spinabhängige Transportphänomene im Bereich von Coulomb-Blockade und im Regime des sequentiellen Einzel-Elektronen-Tunnelns detailliert untersuchen.

Die Arbeit ist folgendermaßen strukturiert: In Kapitel 2 werden zunächst wichtige Eigenschaften des verwendeten Probenmaterials (Ga,Mn)As diskutiert, bevor in Kapitel 3 die Grundlagen des Einzel-Elektronen-Transistors vorgestellt werden. Kapitel 4 thematisiert die Probenherstellung und insbesondere die Nanostrukturierung der Engstelle. In Kapitel 5 werden der Messaufbau und die Methodik der Transportuntersuchungen vorgestellt. Die ausführliche Diskussion der damit gewonnenen Messdaten wird in den Kapiteln 6 bis 8 geführt. In Kapitel 10 werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst. Im Anhang finden sich detaillierte Informationen zur Probenherstellung.





## 2 Grundlegende Eigenschaften von (Ga,Mn)As

Seit den ersten Experimenten 1975 von Julliere et al. [68] an magnetischen Tunnelbarrieren, spätestens jedoch nach der Entdeckung des Giant Magneto Resistance (GMR) Effekts durch A. Fert [2] und P. Grünberg [1] rückten Themen, die sich mit dem Spin und dem damit verbundenen magnetischen Moment des Elektrons auseinandersetzen, zunehmend in den Fokus der physikalischen Fachwelt [5]. Es dauerte nicht lange bis die Idee des Spin-Transistors geboren und erstmals 1990 von Datta und Das konkret formuliert wurde [69]. Auf der Suche nach geeigneten Materialien gewann die Klasse der verdünnt-magnetischen Halbleiter (DMS) schnell an Bedeutung. Die DMS sind im Grunde gewöhnliche Halbleiter wie InAs oder GaAs, die dank einer sehr hohen Dotierung mit magnetischen Elementen wie Mn ferromagnetische Eigenschaften entwickeln. Der prominenteste Vertreter unter ihnen ist (Ga,Mn)As, das erstmals 1996 von H. Ohno et al. gewachsen wurde [29]. Obgleich (Ga,Mn)As aufgrund einer zu geringen Curie-Temperatur nicht für kommerzielle Anwendungen geeignet ist, diente es in den folgenden Jahren im Bereich der Grundlagenforschung als dankbares Modellsystem, an dem viele der neu entwickelten Konzepte experimentell getestet werden konnten.

In den folgenden Abschnitten werden zunächst Kristallstruktur, Wachstum sowie magnetische Eigenschaften von (Ga,Mn)As näher beleuchtet. Anschließend wird ein Überblick über die elektrischen Transporteigenschaften des Materials gegeben.

### 2.1 Kristallstruktur, Wachstum und Ferromagnetismus

(Ga,Mn)As basiert auf dem weit verbreiteten Verbundhalbleiter GaAs. Durch Zugabe von Mn während des Wachstums von GaAs entsteht die ternäre Verbindung (Ga,Mn)As. Wie sein Wirt kristallisiert es in der Zinkblendestruktur [29]. Mn-Atome auf Ga-Plätzen fungieren aufgrund ihrer Elektronenkonfiguration ( $3d^5 4s^2$ ) als einfache Akzeptoren und machen (Ga,Mn)As zu einem p-Typ Halbleiter. Gleichzeitig stellt jedes dieser Mn-Atome, den Hund'schen Regeln folgend, dem Kristall ein magnetisches Moment von  $\mu = g_S \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{5}{2}$  zur Verfügung. Hier bezeichnet  $g_S$  den Lande-Faktor der freien Ladungsträger,  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton und  $\hbar$  das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum. Im Fall von (Ga,Mn)As sind die freien Ladungsträger

Löcher, sodass für den Lande-Faktor  $g_S \approx 2$  gilt [33]. Überschreitet der Mn-Anteil ( $x$ ) im Material einen Wert von ca. 2 %, dann stellt sich unterhalb einer kritischen Temperatur - der Curie-Temperatur ( $T_C$ ) - eine spontane ferromagnetische Ordnung der magnetischen Momente ein [70,71]. Die ferromagnetische Kopplung zwischen den lokalen magnetischen Momenten wird indirekt durch die freien Ladungsträger im Material vermittelt. Ursprünglich wurde dies mit Hilfe der RKKY-Wechselwirkung (nach Ruderman, Kittel, Kasuya, Yoshida) beschrieben [72]. Die mit der Distanz oszillierende Natur der RKKY-Wechselwirkung kommt im Falle von (Ga,Mn)As wegen der geringen mittleren freien Weglänge der freien Ladungsträger ( $l \approx 0,5$  nm) nicht zum Tragen [72], weswegen zur Beschreibung der magnetischen Eigenschaften von (Ga,Mn)As meistens das in diesem Fall äquivalente Zener-Modell [27,32] verwendet wird. Basierend auf dem Zener-Modell können viele charakteristische Größen von (Ga,Mn)As berechnet werden [28]. Für die Curie-Temperatur gilt demnach:

$$T_C \sim x \cdot p^{1/3} \quad (2.1)$$

Hier steht  $x$  für die Mn-Konzentration und  $p$  für die Ladungsträgerdichte (Löcher). Beide Größen können während des Wachstums über die Mn-Dotierung beeinflusst werden. Das Ziel, eines Tages eine Curie-Temperatur im Bereich der Raumtemperatur zu realisieren, blieb leider außer Reichweite. Die höchsten berichteten  $T_C$ -Werte liegen heute zwischen 180 K und 190 K [73–75].

## Wachstum und Gitterdefekte

Das größte Hindernis beim Wachstum von (Ga,Mn)As ist die geringe Löslichkeit von Mn im GaAs-Wirtskristall. Aus diesem Grund war es lange Zeit nicht möglich, ferromagnetisches (Ga,Mn)As herzustellen, da die ferromagnetische Ordnung erst oberhalb einer kritischen Mn-Dotierung von  $x \approx 2$  % auftritt [71]. Nur mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie bei niedrigen Temperaturen (LT-MBE), also unter Wachstumsbedingungen weit weg vom thermischen Gleichgewicht, ist es heute möglich, dünne Schichten aus (Ga,Mn)As mit ausreichend großer Mn-Konzentration zu wachsen, sodass ferromagnetisches Verhalten beobachtet werden kann [72].

GaAs wird typischerweise bei 600 °C mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsen. Für das Wachstum von (Ga,Mn)As im LT-MBE-Verfahren werden dagegen Wachstumstemperaturen von 200-300 °C verwendet. Der genaue Prozessablauf der Epitaxie von (Ga,Mn)As wird exemplarisch in [76] beschrieben. Allgemein gilt: Je höher der angestrebte Mn-Gehalt ist, desto niedriger muss die Wachstumstemperatur gewählt werden. Unter solchen Prozessbedingungen können sich die Atome während des Wachstums aufgrund fehlender thermischer Anregung kaum über die Oberfläche des Substrats bewegen. Dies führt dazu, dass viele Atome, die einmal an einer falschen Stelle in den Kristall eingebaut wurden, dort festsitzen und sich nicht mehr von der Fehlstellung lösen können. (Ga,Mn)As ist folglich durch eine große Zahl an wachstumsbedingten Gitterfehlern charakterisiert. Ein Überblick über die zu erwartenden Gitterfehler ist zum Beispiel in [77] zu finden. Die beiden wichtigsten, weil

am häufigsten vorkommenden Defekte sind dabei As-Atome auf Ga-Gitterplätzen ( $\text{As}_{\text{Ga}}$ ) [78] und Mn-Atome auf Zwischengitterplätzen ( $\text{Mn}_{\text{I}}$ ) [79]. Beide Punktdefekte stellen dem Kristallverband je zwei freie Elektronen zur Verfügung [78, 79], ein korrekt eingebautes Mn-Atom auf einem Ga-Gitterplatz fungiert dagegen nur als einfacher Akzeptor. Deshalb genügt bereits eine relativ geringe Anzahl dieser Punktdefekte, um die infolge der Mn-Dotierung eingebrachten, freien Löcher teilweise zu kompensieren, sodass meist nur ein Bruchteil der durch die Dotierung erwarteten Ladungsträgerkonzentration gemessen wird [72]. Der Einfluss der Wachstumsbedingungen und der damit verbundenen Gitterfehler endet allerdings nicht bei der Ladungsträgerkonzentration im Material, auch die Gitterkonstante von (Ga,Mn)As hängt merklich von ihnen ab und folgt nicht, wie bei Verbundhalbleitern üblich, der Vegardschen Regel [80]. Gleiches gilt für den Schichtwiderstand [21], die Curie-Temperatur [81], die Sättigungsmagnetisierung [81], Kristallverspannungen und magnetische Anisotropien [28, 82]. All diese Eigenschaften werden signifikant durch die Wachstumsbedingungen beeinflusst und sind deshalb vielmehr als proben- denn materialspezifisch einzustufen.

Im Sinne einer möglichst effektiven Mn-Dotierung und einer damit verbundenen hohen Curie-Temperatur wurden einige Anstrengungen unternommen, um die Wachstumsparameter für (Ga,Mn)As zu optimieren. Innerhalb weniger Jahre ist es gelungen, die obere Grenze für die Mn-Dotierung von anfänglich  $x = 7\%$  [21] auf  $x \approx 20\%$  zu erhöhen [73, 83, 84]. Gleichzeitig wurde entdeckt, dass eine Temperaturbehandlung von (Ga,Mn)As im Anschluss an das Wachstum (Annealing) Parameter wie die Ladungsträgerkonzentration, die Sättigungsmagnetisierung und auch die Curie-Temperatur signifikant steigern kann [85]. Die beobachteten Verbesserungen der Materialeigenschaften konnten auf eine Reduktion der  $\text{Mn}_{\text{I}}$  infolge der Temperaturbehandlung zurückgeführt werden. Die gängige Vorstellung von den dabei wirkenden Mechanismen lässt sich folgendermaßen zusammenfassen: Die  $\text{Mn}_{\text{I}}$  sind im Gegensatz zu anderen Punktdefekten nur schwach an das Kristallgitter gebunden und können deshalb während einer Temperaturbehandlung thermisch angeregt statistisch diffundieren [81]. Dabei gelangen einige der Defekte an die Oberfläche der (Ga,Mn)As-Schicht, wo sie durch Oxidation passiviert werden [86]. Auf diesem Weg reduziert sich die Zahl der  $\text{Mn}_{\text{I}}$  im Material, was mit einer signifikanten Verbesserung der oben genannten Parameter einhergeht. Für ein optimales Ergebnis werden Annealing-Temperaturen von 170-190 °C empfohlen, da so gegenläufige Effekte wie das Entfernen von Mn-Atomen von Ga-Gitterplätzen unterdrückt werden können [87]. Bei solch niedrigen Annealing-Temperaturen ist allerdings auch die Diffusion der  $\text{Mn}_{\text{I}}$  reduziert, sodass eine entsprechend längere Temperaturbehandlung notwendig ist. Die Prozesszeit für ein optimales Ergebnis hängt zudem von der Dicke der (Ga,Mn)As-Schicht ab, da die  $\text{Mn}_{\text{I}}$  größtenteils an der Oberfläche durch Oxidation passiviert werden. In [86] werden Annealing-Zeiten von ca. 8 Stunden für eine 10 nm dicke (Ga,Mn)As-Schicht bis hin zu deutlich über 100 Stunden für eine 100 nm dicke Schicht angegeben. Es wird des Weiteren berichtet, dass durch (wiederholtes) Rückätzen der natürlichen Oxidschicht an der Oberfläche der (Ga,Mn)As-Schicht die

Annealing-Zeit deutlich reduziert werden kann [74]. Eine andere Gruppe berichtet von einem verbesserten Annealing-Ergebnis für nanostrukturierte Proben gegenüber ausgedehnten Schichten [88].

## 2.2 Magnetische Anisotropie

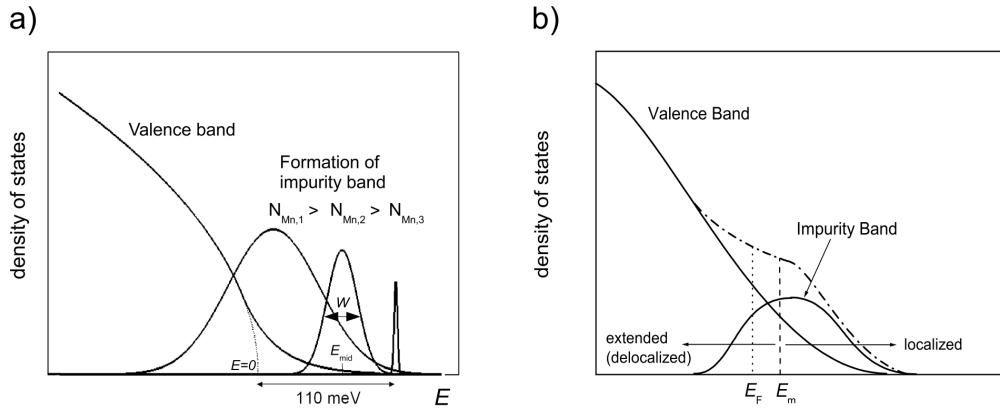
Die magnetische Kopplung ist in (Ga,Mn)As richtungsabhängig. Dies ist keine ungewöhnliche Eigenschaft, denn magnetische Anisotropien existieren bei den meisten ferromagnetischen Festkörpern. Im Falle von (Ga,Mn)As ist allerdings ein ungewöhnliches, temperaturabhängiges Verhalten der magnetischen Anisotropie zu beobachten. Eine typische (Ga,Mn)As-Schicht mit einer Mn-Konzentration von  $x = 5\%$  auf [001]-GaAs gewachsen, zeigt unterhalb einer Temperatur ( $T$ ) von  $T = T_C/2$  eine biaxiale magnetische Anisotropie mit leichten Richtungen entlang [100] und [010]. Oberhalb von  $T = T_C/2$  ist eine uniaxiale Anisotropie in Richtung [110] zu beobachten [89,90]. Detaillierte Transportuntersuchungen konnten noch weitere Beiträge zur Anisotropie nachweisen [91], die dafür verantwortlich sind, dass auch bei Temperaturen deutlich unter  $T = T_C/2$  die leichten Achsen nie exakt entlang der kristallographischen Achsen [100] und [010] ausgerichtet sind. Neben der Temperatur haben auch die Ladungsträgerdichte [26,92] und die Kristallverspannungen [21] einen prägenden Einfluss auf die magnetischen Anisotropien des Materials; die Formanisotropie durch Streufelder spielt bei (Ga,Mn)As aufgrund der geringen Sättigungsmagnetisierung dagegen kaum eine Rolle [29,93]. Dennoch beobachtet man für nanostrukturierte Proben auch unterhalb von  $T = T_C/2$  eine ausgeprägte uniaxiale Anisotropie. Wird durch die Nanostrukturierung eine kritische Breite der (Ga,Mn)As-Schicht von ca.  $1\,\mu\text{m}$  unterschritten, dann kann das verspannte Kristallgitter in diesem Bereich in Richtung Probenrand relaxieren, was eine uniaxiale, leichte Richtung senkrecht dazu zur Folge hat [94]. Damit kann trotz der geringen Sättigungsmagnetisierung die magnetische Anisotropie des Materials gezielt auf ähnliche Art und Weise manipuliert werden, wie es bei ferromagnetischen Metallen über einen Beitrag durch die Formanisotropie möglich ist [95].

## 2.3 Ladungstransport

Als Ausgangspunkt für die folgenden Beschreibung der Transporteigenschaften von (Ga,Mn)As wird zunächst dessen Wirtskristall GaAs betrachtet:

GaAs ist nach Silizium das wichtigste Halbleitersystem für elektronische Bauteile. Die intrinsische Dotierung von GaAs führt bei Raumtemperatur ( $T = 300\text{ K}$ ) zu einer relativ niedrigen Ladungsträgerdichte ( $N$ ) von  $N \approx 10^6\text{ cm}^{-3}$ , weshalb GaAs oftmals als semi-isolierend bezeichnet wird. Durch Dotierung mit Fremdatomen kann die Ladungsträgerdichte erhöht werden. Bei einer Ladungsträgerkonzentration im Bereich von  $N = 10^{16}\text{--}10^{17}\text{ cm}^{-3}$  spricht man von n- bzw. p-dotiertem GaAs, je nachdem,

ob die Dotieratome als Donatoren oder Akzeptoren fungieren. Ab einer Ladungsträgerkonzentration von  $N = 10^{18}$ - $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  beginnen die Wellenfunktionen der an den Störstellen lokalisierten Ladungsträger zu überlappen, wodurch ein kontinuierliches Störstellenband entsteht [96]. Mit zunehmender Dotierung verbreitert sich das Störstellenband und rückt in Richtung Valenz- bzw. Leitungsband, mit dem es mehr und mehr überlappt und schließlich zu einem gemeinsamen Band aus Valenz- und Störstellenband verschmilzt.



**Abbildung 2.1** Schematische Darstellung der Zustandsdichte von Valenz- und Störstellenband in Abhängigkeit der Energie  $E$ . Teilbild **a)** zeigt das Störstellenband für drei verschiedene Dotierungen ( $N_{\text{Mn},1} > N_{\text{Mn},2} > N_{\text{Mn},3}$ ). Mit zunehmender Dotierung verbreitert sich das Störstellenband und verschiebt sich in Richtung Valenzband. Die punktiert-gestrichelte Linie in Teilbild **b)** veranschaulicht den Verlauf des vereinten Valenz-Störstellen-Bandes bei hinreichend großem Überlapp von Valenz- und Störstellenband. Die Fermi-Energie ( $E_F$ ) ist hier unterhalb der Mobilitätskante ( $E_m$ ) eingezeichnet, was einem metallischen Verhalten entspricht. Beide Darstellungen wurden aus [97] übernommen.

Abbildung 2.1 a) zeigt in schematischer Darstellung die energieabhängige Zustandsdichte von Valenz- und Störstellenband für verschieden hohe Dotierungen. Abbildung 2.1 b) veranschaulicht das „Verschmelzen“ von Valenz- und Störstellenband. Stellt jedes Dotieratom einen freien Ladungsträger zur Verfügung, dann ist die entartete Dotierung mit  $N_{\text{Mn}} > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ab einem Dotieratomanteil von  $x \approx 0,1\%$  erreicht [97]. Der Mn-Anteil von typischen (Ga,Mn)As-Proben liegt im Bereich von  $x = 1$ - $20\%$ , das heißt, man darf in diesem Fall sicher von einer entarteten Dotierung ausgehen.

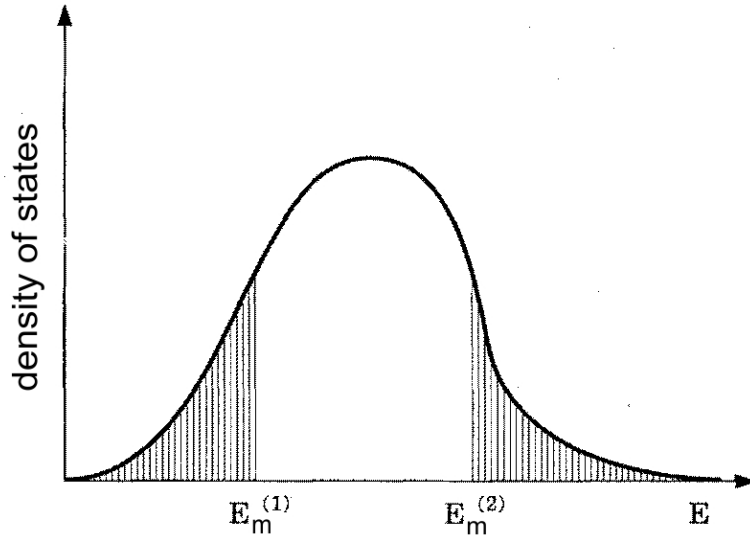
Es sei angemerkt, dass die hier beschriebene Modellvorstellung, bei der das Störstellenband mit dem Valenzband ein gemeinsames Leitungsband bildet, speziell im Fall von (Ga,Mn)As kontrovers diskutiert wurde. Während Turek et al. [98], T. Dietl [34,99] und Jungwirth et al. [100] von einem gemeinsamen Valenz- und Störstellenband ausgehen, favorisiert eine alternative Modellvorstellung den Transport über ein vom Valenzband abgetrenntes Störstellenband [101]. Welches der beiden Modelle zutreffend ist, wurde bisher nicht abschließend geklärt.

### 2.3.1 Ladungsträgerlokalisierung

Aufgrund der geringen Löslichkeit von Mn in GaAs kann der hohe Mn-Anteil, der notwendig ist, um dem Material ferromagnetische Eigenschaften einzuimpfen, nicht über ein herkömmliches Dotierverfahren in den GaAs-Kristall eingebracht werden. Ferromagnetisches (Ga,Mn)As kann bisher ausschließlich im LT-MBE-Verfahren hergestellt werden. Die geringen Wachstumstemperaturen, die dabei zum Einsatz kommen, bringen, wie schon in Abschnitt 2.1 beschrieben, eine Vielzahl von Gitterdefekten mit sich. Diese bewirken einerseits eine teilweise Kompensation der freien Ladungsträger und stören andererseits das regelmäßige Kristallgitter. Letzteres wird gemeinhin auch als Unordnung bezeichnet. Nach dem Anderson-Modell [102] ergeben sich aus der Unordnung in einem System Lokalisierungseffekte, die sich in Form von ortsgebundenen Zuständen an den Rändern des Valenz- bzw. Leitungsbandes bemerkbar machen; die Zustände in der Mitte des Bandes sind dagegen delokalisiert und können damit zum Ladungstransport beitragen [103]. Dieses Verhalten lässt sich anschaulich durch die Mobilitätskante ( $E_m$ ) beschreiben (siehe Abb. 2.2 und Abb. 2.1 b), die die lokalisierten von den delokalisierten Zuständen trennt. Im Fall von (Ga,Mn)As findet der Ladungstransport über das Valenzband statt. Die relevanten lokalisierten Zustände sind deshalb an der oberen Valenzbandkante zu finden. Befindet sich die Fermi-Energie ( $E_F$ ) unterhalb von  $E_m$  im Bereich der delokalisierten Zustände, dann weist das Material metallischen Charakter auf; befindet sich  $E_F$  dagegen oberhalb von  $E_m$  im Bereich der lokalisierten Zustände, dann muss das Material als Isolator mit einer verschwindenden Leitfähigkeit für  $T \rightarrow 0$  betrachtet werden. Der Metall-Isolator-Übergang (MIT) zwischen den beiden Bereichen verläuft im Anderson-Modell kontinuierlich [104], sodass auch in der Nähe des MIT die elektronischen Eigenschaften des Systems von den physikalischen Effekten des MIT beeinflusst werden. Das bekannteste Beispiel dazu ist der Effekt der schwachen Lokalisierung [105, 106], der einen leicht erhöhten Widerstand aufgrund von quantenmechanischen Interferenzeffekten durch Streuung an Gitterdefekten im System beschreibt.

### 2.3.2 Transportregime

Mit dem Modell der Ladungsträgerlokalisierung lassen sich die Transporteigenschaften von (Ga,Mn)As-Proben mit unterschiedlicher Mn-Dotierung anschaulich gut erklären: Proben mit einem Mn-Gehalt von  $x \lesssim 2\%$  sind bei tiefen Temperaturen isolierend, da das Störstellen- und das Valenzband noch nicht ausreichend überlappen, sodass thermische Ionisation der Störstellen notwendig ist, um freie Ladungsträger im Material zu erzeugen. Ab einer Mn-Konzentration von  $x \approx 2\%$  ist der Überlapp der beiden Bänder groß genug, sodass sich die Fermi-Energie nun im Bereich der delokalisierten Zustände des vereinigten Valenz-Störstellen-Bandes befindet, und dem Material damit metallischen Charakter verleiht. Mit steigender Mn-Konzentration nimmt die Unordnung im Material zu, wodurch die Mobilitätsgrenze

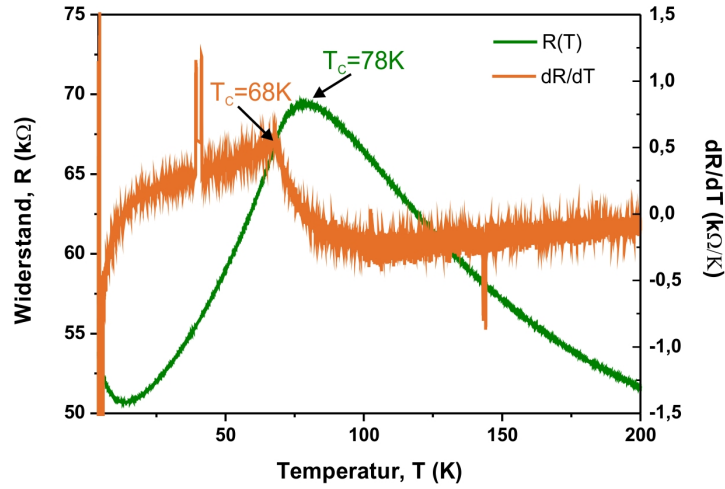


**Abbildung 2.2** Schematische Darstellung der Zustandsdichte in Abhängigkeit der Energie  $E$ ; die schraffierten Bereiche an den Rändern markieren lokalisierte Zustände, während zwischen den beiden Mobilitätskanten  $E_m^{(1,2)}$  delokalisierte Zustände zu finden sind. Für den p-Typ Halbleiter (Ga,Mn)As markiert die obere Mobilitätskante  $E_m^{(2)}$  des Valenzbandes die entscheidende Grenze zwischen lokalisierten und delokalisierten Zuständen. Die gezeigte Darstellung wurde aus [104] übernommen.

in Richtung Bandmitte verschoben wird [104]. Dadurch rückt auch die Fermi-Energie näher an  $E_m$ , sodass das Material zunehmend lokalisierten Charakter annimmt. Bei sehr hohen Mn-Konzentrationen  $x > 8\%$  ist die Unordnung schließlich so groß, dass die Fermi-Energie in den Bereich der lokalisierten Zustände fällt und das Material isolierend wird. Infolge einer Temperaturbehandlung nach dem Wachstum können insbesondere die Mn-Atome auf Zwischengitterplätzen ausgeheilt werden. Dadurch reduziert sich die Unordnung im Material und die Mobilitätsgrenze verschiebt sich in Richtung Bandkante. Dank dieser Methode können heute metallische (Ga,Mn)As-Schichten mit extrem hohen Mn-Anteil von  $x > 20\%$  hergestellt werden [73, 83].

Der Ladungstransport im Fall von metallischem (Ga,Mn)As kann als diffusiv im Bilde des freien Elektronengases beschrieben werden. Bei sehr tiefen Temperaturen von  $T \lesssim 1\text{ K}$  und Proben, die in mindestens einer Dimension auf weniger als ca. 100 nm eingeschränkt sind kann sogar phasenkohärentes Verhalten beobachtet werden [106–110]. Im Gegensatz dazu ist der Transport auf der isolierenden Seite des MIT durch starke Lokalisierungseffekte geprägt [97]. In diesem Regime können sich die Ladungsträger nicht mehr frei durch den Kristall bewegen und müssen stattdessen über Tunnelprozesse von einem Lokalisierungszentrum zum nächsten hüpfen. Der Transport in isolierenden (Ga,Mn)As-Schichten wird deshalb für gewöhnlich durch das Variable-Range-Hopping (VRH)-Modell nach N. F. Mott [111] beschrieben [73, 112, 113].

### 2.3.3 Temperaturabhängigkeit des Widerstands



**Abbildung 2.3** Temperaturabhängiger Verlauf des Widerstands ( $R(T)$ ) einer metallischen (Ga,Mn)As-Probe. Die orange Linie stellt die Ableitung von  $R(T)$  nach  $T$  dar.

Der Widerstand von (Ga,Mn)As zeigt einen charakteristischen temperaturabhängigen Verlauf. In Abbildung 2.3 ist exemplarisch eine typische Temperaturkennlinie einer metallischen (Ga,Mn)As-Probe dargestellt. Beginnend bei Raumtemperatur steigt der Widerstand zunächst mit abnehmender Temperatur an, bis er ein (lokales) Maximum in der Nähe der Curie-Temperatur erreicht. Für Temperaturen unterhalb von  $T_C$  stellt sich zunehmend eine ferromagnetische Ordnung im System ein, welche die Streuung der Ladungsträger an Magnonen reduziert und so zu einem mit abnehmender Temperatur sinkenden Widerstand führt [31]. Erst bei sehr niedrigen Temperaturen  $T \lesssim 10$  K steigt der Widerstand erneut an, was in metallischen Proben auf eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung zurückgeführt werden konnte [109]. Je nach Mn-Dotierung und Probenqualität kann mit sinkender Temperatur ein Metall-Isolator-Übergang auftreten, der den zuvor beschriebenen Widerstandsverlauf in der Regel in weiten Teilen dominiert (siehe Abb. 7.2).

Der charakteristische Verlauf des Widerstands eignet sich sehr gut, um die Curie-Temperatur einfach und schnell zu bestimmen.  $T_C$  befindet sich in der Nähe des (lokalen) Widerstandsmaximums, welches bereits als grobe Abschätzung von  $T_C$  dienen kann [31]. Genauere Ergebnisse liefert die Methode nach Novak et al. [114], wonach sich  $T_C$  durch eine Singularität in  $dR/dT$  bemerkbar macht (siehe Abb. 2.3 orange Linie). Alternativ kann  $T_C$  mit Hilfe eines SQUID-Magnetometers [115] oder anhand von aufwendigen Magnetotransportuntersuchungen (z.B. anomaler Hall-Effekt) bestimmt werden [31].



### 2.3.4 Magnetoresistive Effekte

Im Fall von metallischen (Ga,Mn)As-Proben ergeben sich aufgrund der lokalen magnetischen Momente, die durch die Mn-Dotierung in das Material eingebracht werden, eine Reihe von magnetoresistiven Effekten, die im Folgenden kurz beschrieben werden.

#### Negativer Magnetwiderstand

Der Widerstand einer (Ga,Mn)As-Schicht nimmt mit der Feldstärke ( $B_R$ ) eines von außen angelegten Magnetfeldes ( $\vec{B}$ ) stetig ab. Aufgrund der abnehmenden Tendenz spricht man in diesem Zusammenhang von einem negativen Magnetwiderstand (NMR). Dieser ist selbst bei einer sehr großen Magnetfeldstärke von  $B_R = 27$  T noch nicht vollständig gesättigt [116], obgleich die Stärke des Effekts mit steigendem Magnetfeld langsam abnimmt. Im Bereich kleiner  $B_R$  wird der NMR dagegen durch den im nachfolgenden Abschnitt 2.3.4 beschriebenen anisotropen Magnetwiderstand überlagert. Abhängig von der Leitfähigkeit der (Ga,Mn)As-Schicht wird ein unterschiedlich stark ausgeprägter NMR-Effekt beobachtet: (Ga,Mn)As-Schichten mit einer hohen Leitfähigkeit weisen einen NMR-Effekt von einigen Prozent auf; die Effektgröße lässt sich durch eine Temperaturbehandlung nach dem Wachstum des Materials sogar noch weiter reduzieren. Bei schlecht leitfähigen (Ga,Mn)As-Schichten werden NMR-Effekte angefangen bei einigen zehn Prozent über mehrere Größenordnungen hinweg gemessen [70].

Die Ursache für den NMR ist bis heute nicht abschließend geklärt. Es existieren mehrere Modelle, die kontrovers diskutiert wurden: Am häufigsten wurden dabei schwache Lokalisierung der freien Ladungsträger [117] und Streuung aufgrund von Spin-Unordnung [21, 72, 118, 119] als mögliche Erklärungen herangezogen. Insbesondere die extrem großen NMR-Effekte im Fall von schlecht leitfähigen (Ga,Mn)As-Schichten passen allerdings weder zu der einen, noch zu der anderen Modellvorstellung. In [97] wurde die Magnetfeldabhängigkeit der Leitfähigkeit von (Ga,Mn)As sehr ausführlich diskutiert: Demnach ist die Ursache für den NMR eng mit der Ladungsträgerlokalisierung verbunden. Der NMR von sehr gut leitfähigen (Ga,Mn)As-Proben kann durch die schwache Lokalisierung beschrieben werden, während der NMR von sehr schlecht leitfähigen Proben hauptsächlich durch die Anderson-Lokalisierung in der Nähe des MIT bestimmt wird.

#### Anisotroper Magnet Widerstand

Der anisotrope Magnetwiderstand (AMR) wurde bereits Mitte des 19. Jahrhunderts an ferromagnetischen Metallen entdeckt und kann auch an dem verdünnt-magnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As beobachtet werden. Der AMR-Effekt beschreibt

die Abhängigkeit des Probenwiderstandes vom Winkel ( $\varphi$ ) zwischen der Magnetisierungsrichtung ( $\vec{M}$ ) des Materials und der Richtung des Stromflusses ( $\vec{I}$ ):

$$\rho(\vec{M}) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \varphi \quad (2.2)$$

$\rho_{\perp}$  und  $\rho_{\parallel}$  bezeichnen dabei den spezifischen Widerstand der (Ga,Mn)As-Schicht bei senkrechter bzw. paralleler Ausrichtung von  $\vec{M}$  bzgl.  $\vec{I}$ . Unter der Voraussetzung  $\vec{M} \parallel \vec{B}$  kann in Gleichung 2.2  $\varphi$  durch die Magnetfeldrichtung  $B_{\varphi}$  ersetzt werden, sodass ein direkter Bezug zwischen  $\rho(\vec{M})$  und  $\vec{B}$  hergestellt wird.

In einem anschaulichen Bild kann der AMR-Effekt auf die asymmetrische Ladungsverteilung innerhalb der Elektronenhülle der Mn-Atome zurückgeführt werden. Deren Ausrichtung ist an das magnetische Moment des Mn-Atoms gebunden und folgt bei ferromagnetischen Materialien wie (Ga,Mn)As der Richtung der Magnetisierung. Aus diesem Grund wirkt je nach Orientierung der Magnetisierung ein anderer Streuquerschnitt auf die freien Ladungsträger, was sich direkt im Probenwiderstand niederschlägt und damit auch dessen Richtungsabhängigkeit erklärt. In ferromagnetischen Metallen ist für gewöhnlich der Widerstand bei senkrechter Ausrichtung der Magnetisierung niedriger als bei paralleler Ausrichtung. Im Gegensatz dazu zeigt (Ga,Mn)As meist ein umgekehrtes Verhalten [120]. Detaillierte Studien belegen, dass die Stärke und sogar das Vorzeichen des AMR-Effekts in (Ga,Mn)As von der Gitterverspannungen, der Mn-Konzentration und der Ladungsträgerdichte abhängt [121]. Die typische Größe des AMR-Effekts zwischen paralleler und senkrechter Konfiguration beträgt ca. 1-10 % [122]. Experimentell tritt der AMR-Effekt immer dann zutage, wenn sich während einer Messung die Magnetisierungsrichtung der Probe verändert. Dies kann zum Beispiel durch Drehen der Probe in einem externen Magnetfeld der Fall sein oder auch während der Ummagnetisierung der Probe durch ein externes Magnetfeld. Der AMR-Effekt spielt neben der technischen Anwendung in Form verschiedener Sensoren vor allem bei der Untersuchung der magnetischen Anisotropie durch elektrische Transportmessungen eine wichtige Rolle [91].

### Tunnel-Magnetwiderstand

Der Tunnel-Magnetwiderstand (TMR) wird an ferromagnetischen Tunnelkontakten beobachtet. Diese bestehen für gewöhnlich aus zwei übereinander liegenden, ferromagnetischen Schichten, die durch eine nicht-magnetische Tunnelbarriere (z.B.  $Al_2O_3$  oder  $MgO$ ) voneinander getrennt sind. Der Probenwiderstand einer solchen Struktur unterscheidet sich dabei deutlich zwischen paralleler und antiparalleler Ausrichtung von  $\vec{M}$  auf beiden Seiten des Kontakts. Julliere entwickelte nach seinen Untersuchungen an Fe/Ge/Co-Tunnelkontakten als erster eine Modellvorstellung für den TMR-Effekt [68]: Der Tunnelwiderstand hängt bekanntermaßen von den Zustandsdichten auf beiden Kontaktseiten ab. Die Wahrscheinlichkeit, dass Ladungsträger von der einen Seite des Kontakts zur anderen Seite tunneln, ist umso größer, je mehr freie Zustände sich dort befinden. Betrachtet man einen Ferromagnet, dann ist die Zustandsdichte spinpolarisiert, d.h., es gibt mehr Zustände für

Ladungsträger deren Spin parallel zur Magnetisierung des Materials ausgerichtet ist (Majoritätsspin-Ladungsträger) als für solche mit entgegengesetzter Orientierung (Minoritätsspin-Ladungsträger). Unter der Voraussetzung, dass die Spinorientierung der Ladungsträger durch den Tunnelprozess nicht gestört wird, sind bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierungsrichtungen der beiden Kontaktseiten die Majoritätsspin-Ladungsträger der einen Seite auch Majoritätsspin-Ladungsträger der anderen Seite. Deshalb finden diese beim Tunneln zur anderen Seite entsprechend viele freie Zustände vor, was eine hohe Tunnelrate und einen niedrigen Widerstand mit sich bringt. Bei antiparalleler Ausrichtung müssen die Majoritätsspin-Ladungsträger der einen Seite in die Zustände der Minoritätsspin-Ladungsträger der anderen Seite tunneln, was eine entsprechend geringere Tunnelrate und einen hohen Widerstand zur Folge hat. Für die Minoritätsspinladungsträger verhält es sich genau umgekehrt, sie tragen allerdings insgesamt weniger zum Stromtransport bei. Deshalb ist in Summe der Tunnelwiderstand in paralleler Konfiguration kleiner als in antiparalleler. Abhängig von der Spinpolarisation der beiden Kontaktseiten lassen sich so Widerstandseffekte angefangen bei wenigen Prozent bis hin zu deutlich über 100 % realisieren.

### **Anisotroper Tunnel-Magnetwiderstand**

Das Konzept des TMR lässt sich zu dem des anisotropen Tunnel-Magnetwiderstands (TAMR) abwandeln. Für diesen Fall stellt ein ferromagnetischer Tunnelkontakt in paralleler Konfiguration den Ausgangspunkt der Untersuchungen dar. Der TAMR beschreibt dann die Abhängigkeit des Widerstandes von der Magnetisierungsrichtung der beiden Kontaktseiten bezogen auf kristallographisch ausgezeichnete Richtungen. Mit der Magnetisierungsrichtung verändert sich bei Ferromagneten wie (Ga,Mn)As aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung auch die Zustandsdichte im Bereich der Fermi-Energie, was sich direkt auf den Tunnelwiderstand auswirkt. Der TAMR kann im Gegensatz zum TMR auch bei hohen Magnetfeldern und an Tunnelkontakten mit nur einer ferromagnetischen Kontaktseite beobachtet werden. Der erste experimentelle Nachweis gelang an einem (Ga,Mn)As/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Au-Tunnelkontakt [40] und kurz darauf auch an einem Tunnelkontakt mit einem metallischen Ferromagnet [123].



# 3 Grundlagen des Einzel-Elektronen-Transports

Gegenstand dieser Arbeit ist die Herstellung und elektrische Charakterisierung von ferromagnetischen Halbleiter-Nanokontakten aus (Ga,Mn)As. Der Ladungstransport im verwendeten (Ga,Mn)As-Material ist im Allgemeinen diffusiv, speziell im Bereich des Nanokontakts (NC) können sich allerdings Tunnelbarrieren und isolierte Bereiche ausbilden. Ist dies der Fall, so wird der gesamte Ladungstransport durch die NC-Struktur von den Tunnelphänomenen in diesem Bereich dominiert. In diesem Zusammenhang sind vor allem die Coulomb-Blockade (CB) und der sequentielle Einzel-Elektronen-Transport von Interesse. Die Grundlagen dazu werden in den Abschnitten 3.2 - 3.4 zusammengefasst. Abschnitt 3.5 adressiert speziell den Einfluss eines externen Magnetfeldes während in Abschnitt 3.6 ein Modell für Einzel-Elektronen-Transport über zwei Inseln vorgestellt wird. Zunächst wird allerdings der Transport in Anwesenheit einer rechteckigen Tunnelbarriere beschrieben.

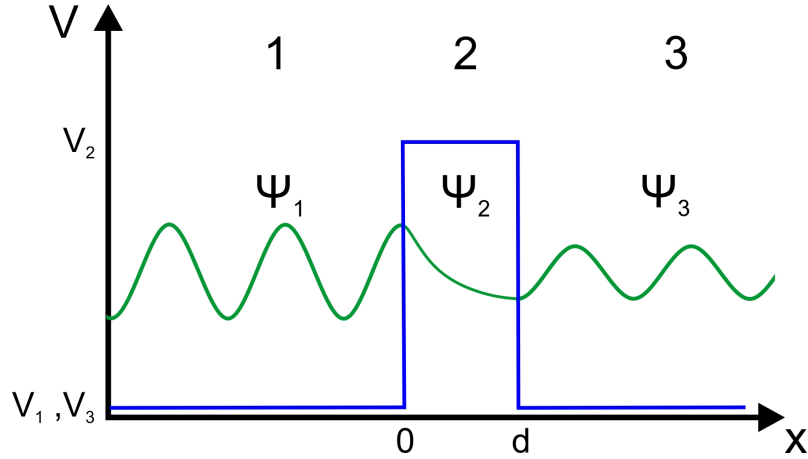
## 3.1 Tunneln durch eine rechteckige Potentialbarriere

Die Tunnelbarriere kann im einfachsten Fall, wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, als eine rechteckige Potentialstufe der Höhe  $V_0$  und der Dicke  $d$  dargestellt werden. Klassisch kann die Potentialbarriere nur von Teilchen mit Energie  $E > V_0$  überwunden werden, quantenmechanisch können allerdings auch Teilchen mit kleinerer Energie die Barriere durchdringen, was im Allgemeinen als Tunneln bezeichnet wird. Die schematische Darstellung illustriert zudem die weit verbreitete Wave-Matching-Methode zur Beschreibung des Tunnelns.

### Wave-Matching-Methode

Man betrachte eine von links einfallende ebene Teilchenwelle  $\Psi_{1,r}(x)$ . Diese dringt teilweise in die Barriere ein und wird teilweise an dieser reflektiert, sodass sich die Wellenfunktion  $\Psi_1(x)$  in Bereich 1 aus einer einfallenden und einer reflektierten, nach links laufenden Teilwelle ( $\Psi_{1,l}(x)$ ) zusammensetzt:

$$\Psi_1(x) = \Psi_{1,r}(x) + \Psi_{1,l}(x) = a_1 e^{ik_1 x} + b_1 e^{-ik_1 x} \quad (3.1)$$



**Abbildung 3.1** Schematische Darstellung einer statischen Wellenfunktion  $\Psi$  (grün) im Bilde der Wave-Matching-Methode beim Tunneln durch eine eindimensionale Potentialbarriere (blau).

Die Parameter  $a_1$  und  $b_1$  bezeichnen die Amplitude der einfallenden bzw. der reflektierten Teilwelle, während über den Wellenvektor  $k_1 = \sqrt{\frac{2m(E-V_1)}{\hbar^2}}$  die Energie  $E$  der einfallenden Teilchenwelle sowie das Potential  $V_1$  im Bereich 1 in die Wellenfunktion eingehen. Die Masse ( $m$ ) der einfallenden Teilchen sei hier gleich der Masse von freien Elektronen.  $\hbar$  bezeichnet das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum. Innerhalb der Barriere nimmt die Amplitude der Wellenfunktion exponentiell mit der Dicke der Barriere ab während rechts der Barriere die Teilchenwellen wieder die Form von ebenen Wellen aufweisen. Die Wellenfunktionen in den Bereichen 2 und 3 lassen sich deshalb allgemein durch

$$\Psi_2(x) = \Psi_{2,r}(x) + \Psi_{2,l}(x) = a_2 e^{qx} + b_2 e^{-qx} \quad (3.2)$$

und

$$\Psi_3(x) = \Psi_{3,r}(x) + \Psi_{3,l}(x) = a_3 e^{ik_3 x} + b_3 e^{-ik_3 x} \quad (3.3)$$

ausdrücken, wobei hier jeweils eine nach links und eine nach rechts laufende Teilwelle berücksichtigt wurde. Das exponentielle Abklingen der Wellenfunktion innerhalb der Barriere wird durch den Faktor  $q = \sqrt{\frac{2m(E-V_2)}{\hbar^2}}$  beschrieben, der sowohl die Energie der Teilchenwelle als auch das Potential in diesem Bereich berücksichtigt. Die Wave-Matching-Methode beruht auf der Forderung, dass die Wellenfunktionen der drei Teilbereiche an den beiden Diskontinuitätstellen bei  $x = 0$  und  $x = d$  stetig ineinander übergehen sollen. Daraus ergeben sich direkt folgende vier Bedingungen:

$$\Psi_1|_{x=0} = \Psi_2|_{x=0} \quad (3.4)$$

$$\Psi_2|_{x=d} = \Psi_3|_{x=d} \quad (3.5)$$

$$\left. \frac{d\Psi_1}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{d\Psi_2}{dx} \right|_{x=0} \quad (3.6)$$

$$\left. \frac{d\Psi_2}{dx} \right|_{x=d} = \left. \frac{d\Psi_3}{dx} \right|_{x=d} \quad (3.7)$$

Mit den Gleichungen 3.4-3.7 lassen sich vier der sechs Koeffizienten bestimmen. Die beiden verbleibenden Koeffizienten, man wählt üblicherweise  $a_1$  und  $b_3$ , können als unabhängige Parameter betrachtet werden. Sie repräsentieren gewissermaßen den Versuchsaufbau und werden durch die daraus resultierenden Randbedingungen festgelegt. Fallen die Ladungsträger zum Beispiel ausschließlich von der linken Seite her ein, so ist der Koeffizient  $b_3 = 0$  und  $a_1$  entspricht der Amplitude der einfallenden Teilchenwelle.

Sind die Koeffizienten der Wellenfunktionen bekannt, so kann daraus der Transmissionskoeffizient ( $T$ ) berechnet werden. Dieser beschreibt das Verhältnis der transmittierten Teilchenstromdichte ( $j_{trans}$ ) zur einfallenden Teilchenstromdichte ( $j_{inc}$ ). Für das zuvor genannte Beispiel gilt:

$$T_{k_1, k_3} = \frac{j_{trans}}{j_{inc}} = \frac{|a_3|^2}{|a_1|^2} \quad (3.8)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen die Barriere durchdringt, ist proportional zu  $T_{k_1, k_3}$  und der Amplitude  $a_1$  der einfallenden Teilchenwelle:

$$|\Psi_3(x)|^2 = |a_1|^2 T_{k_1, k_3} \quad (3.9)$$

Die Wave-Matching-Methode kann durch den Formalismus der Transfer-Matrix-Methode ergänzt werden, wodurch sich der Transport auch über komplizierte eindimensionale Potentialverläufe nach dem gleichen Schema behandeln lässt. Eine allgemeine Einführung zur Transfer-Matrix-Methode sowie die Anwendung auf einfache physikalische Probleme ist zum Beispiel in “*Fundamentals of Quantum Physics*“, von Pedro Pereyra [124] zu finden. Die Wave-Matching-Methode kann zudem auf den dreidimensionalen Fall erweitert werden, solange der Potentialverlauf  $V(x, y, z)$  weiterhin nur eine eindimensionale Abhängigkeit zeigt, solange also  $V(x, y, z)$  für zwei der drei Variablen konstant ist [124]. Diese Voraussetzung ist bei flächigen Tunnelkontakten in den meisten Fällen erfüllt, sodass die Wave-Matching-Methode angewendet werden kann [124].

## Tunnelrate

Ausgehend von  $T_{k_1 k_3}$  lässt sich der Argumentation in [125] folgend eine Beziehung für die Tunnelrate ( $\Gamma$ ) ableiten. Nach Fermi’s Goldener Regel [126] und unter Berücksichtigung der Änderung der freien Energie ( $\Delta F$ ) infolge des Tunnelprozesses, kann diese für den Übergang von Anfangszustand ( $i$ ) mit Energie  $E_i$  in den Endzustand ( $f$ ) mit Energie  $E_f$  folgendermaßen angegeben werden:

$$\Gamma_{i \rightarrow f}(\Delta F) = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{k_i k_f}|^2 \delta(E_i - E_f - \Delta F) \quad (3.10)$$

Die  $\delta$ -Funktion  $\delta(E_i - E_f - \Delta F)$  drückt aus, dass die Energieerhaltung auch beim Tunneln erfüllt sein muss. Nach Summation über alle zur Verfügung stehenden Anfangs- und Endzustände auf beiden Seiten der Barriere erhält man die Gesamttunnelrate  $\Gamma(\Delta F)$ :

$$\Gamma(\Delta F) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_i \sum_f |T_{k_i k_f}|^2 f(E_i) (1 - f(E_f)) \delta(E_i - E_f - \Delta F) \quad (3.11)$$

Hier bezeichnet  $f(E)$  die Fermi-Funktion, welche die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustands mit Energie  $E$  angibt. Folglich bezeichnet  $f(E_i)$  die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Elektron im Ausgangszustand befindet, und  $1 - f(E_f)$  die Wahrscheinlichkeit, dass der Endzustand nicht besetzt ist.

Die Tunnelrate aus Gl. 3.11 lässt sich für den Grenzfall einer hohen Tunnelbarriere gemäß [125] weiter vereinfachen, sodass man schließlich den in der orthodoxen Theorie des Einzel-Elektronen-Tunnelns (vgl. Abschnitt 3.3) verwendeten Ausdruck für die Tunnelrate erhält:

$$\Gamma(\Delta F) = \frac{-\Delta F}{e^2 R_T \left(1 - \exp \frac{\Delta F}{k_B T}\right)} \quad (3.12)$$

wobei

$$R_T = \frac{\hbar}{2\pi e^2 |T|^2 D_i D_f} \quad (3.13)$$

den Tunnelwiderstand des Tunnelkontakts bezeichnet.  $T$  steht dabei für den energieunabhängigen Transmissionskoeffizienten und  $D_i$  bzw.  $D_f$  bezeichnen die Zustandsdichte der Anfangs- bzw. Endzustände.  $k_B$  ist die Boltzmann-Konstante,  $\hbar$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $e$  die Elementarladung.

## Tunnelstrom

Ist die Tunnelrate bekannt, so lässt sich der Tunnelstrom ( $I$ ) sehr einfach berechnen:

$$I(\Delta F) = e\Gamma(\Delta F) \quad (3.14)$$

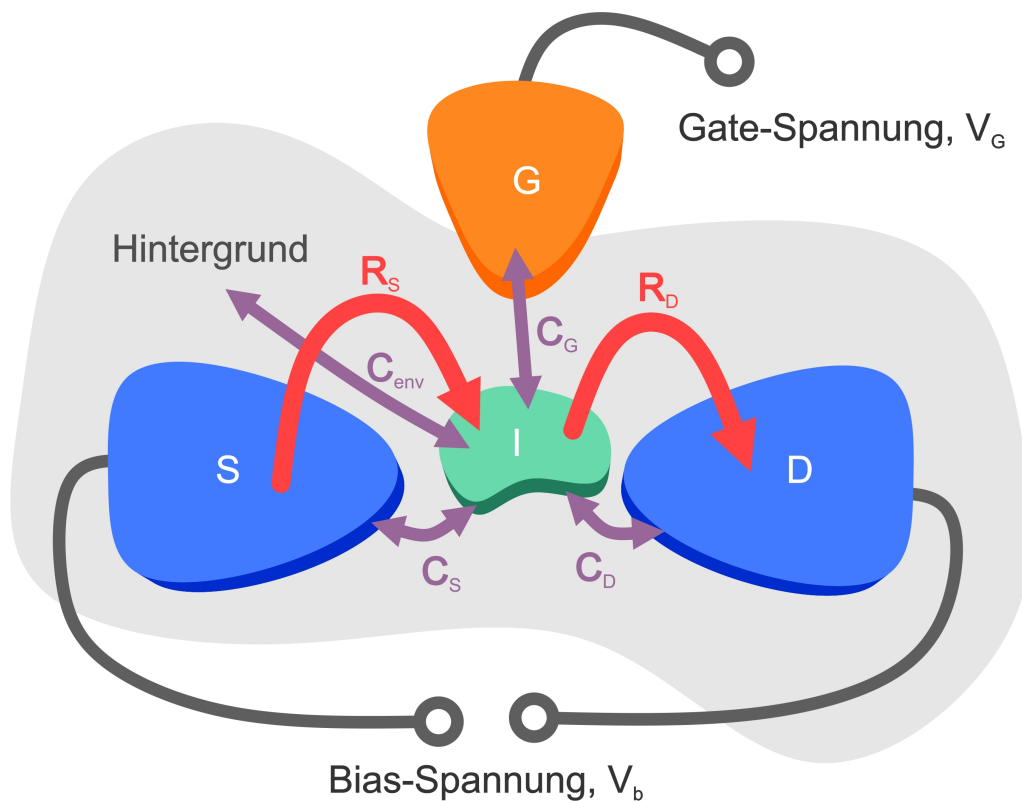
Betrachtet man einen realen Tunnelkontakt, so können die Elektronen natürlich in beide Richtungen durch die Barriere tunneln. Der effektive Tunnelstrom ergibt sich aus der Differenz zwischen den von links nach rechts tunnelnden und den von rechts nach links tunnelnden Elektronen. Zur Vereinfachung sei angenommen, dass  $\Delta F$  gleich der Potentialdifferenz ( $\Delta V$ ) zwischen der linken und der rechten Seite der Tunnelbarriere ist, welche hier durch eine externe Bias-Spannung ( $V_b$ ) vorgegeben sein soll. Damit lässt sich der Tunnelstrom in Abhängigkeit von  $V_b$  folgendermaßen darstellen:

$$I(V_b) = e \left( \Gamma^+(eV_b) - \Gamma^-(-eV_b) \right) \quad (3.15)$$

wobei  $\Gamma^+$  die Tunnelrate der von links nach rechts tunnelnden Elektronen und  $\Gamma^-$  die Tunnelrate der von rechts nach links tunnelnden Elektronen ist.



## 3.2 Der Einzel-Elektronen-Transistor



**Abbildung 3.2** Schematische Darstellung eines Einzel-Elektronen-Transistors bestehend aus zwei Zuleitungskontakten Source (S) und Drain (D), die über Tunnelkontakte sowohl kapazitiv als auch resistiv an die Insel (I) gekoppelt sind, sowie einen rein kapazitiv an die Insel koppelnden Gate-Kontakt (G).  $R_S$  und  $R_D$  symbolisieren die Tunnelwiderstände zwischen S und I bzw. I und D.  $C_i$  mit  $i \in \{S, D, G, env\}$  symbolisieren die kapazitive Kopplung von S, D, G, und dem restlichen Hintergrund (env) zur Insel.

Das Herzstück des klassischen Einzel-Elektronen-Transistors (SET) besteht aus zwei in Serie geschalteten Tunnelkontakten, welche die beiden Zuleitungen Source (S) und Drain (D) über eine vom Rest der Probe isolierte Insel miteinander verbinden. In Abbildung 3.2 ist die Struktur eines klassischen SET schematisch skizziert, wobei zwischen den einzelnen Komponenten zusätzlich im Sinne eines Ersatzschaltbildes die gegenseitigen Wechselwirkungsmöglichkeiten eingezeichnet sind. Die beiden Tunnelkontakte (S und D) werden hierbei durch eine Kombination aus Tunnelwiderstand ( $R_i$ ) und kapazitiver Kopplung ( $C_i$ ) mit  $i \in \{S, D\}$  beschrieben. Der Tunnelwiderstand  $R_i$  symbolisiert die Möglichkeit, Ladungsträger zwischen den Zuleitungskontakten und der Insel über Tunnelprozesse auszutauschen, während  $C_i$  die kapazitive Kopplung zwischen den beiden Kontaktseiten eines Tunnelkontakts beschreibt. Neben den Zuleitungskontakten wird im Allgemeinen ein weiterer, rein kapazitiv zur Insel koppelnder Gate-Kontakt (G) berücksichtigt. Dieser ist mit einer externen

Spannungsquelle ( $V_G$ ) verbunden und wird durch die Kapazität  $C_G$  beschrieben. Das Bild wird durch eine weitere kapazitive Kopplung ( $C_{env}$ ) vervollständigt, welche integral alle übrigen, bisher unberücksichtigten Beiträge durch die Umgebung beschreibt. In Summe ergibt sich daraus eine Gesamtkapazität der Insel von

$$C_\Sigma = \sum_i C_i \quad (3.16)$$

die sich aus der Summe aller Teilkapazitäten  $C_i \in \{C_S, C_D, C_g, C_{env}\}$  zusammensetzt.

Die Insel wird einerseits durch ihre Gesamtkapazität und andererseits durch ihre Ladung

$$Q = (n_0 + n)e + Q_G + Q_0 \quad (3.17)$$

charakterisiert.  $n_0$  und  $n$  sind ganze Zahlen und geben an, wie viele Ladungsträger sich auf der Insel befinden.  $n_0$  bezieht sich dabei auf die Zahl der Elementarladungen ( $e$ ), die sich im Grundzustand auf der Insel befinden, und  $n$  auf die zusätzlichen, infolge einer extern angelegten Bias-Spannung ( $V_b$ ) aufgebrachten Ladungen.  $Q_G$  und  $Q_0$  bezeichnen die durch die kapazitive Kopplung der Insel zu Gate und Umgebung induzierten Teilladungen.  $Q_G$  und  $Q_0$  können dabei beliebige Bruchteile von  $e$  annehmen,  $Q_0$  sei aber per Definition auf das Intervall  $[-e/2, e/2]$  beschränkt. Der Grundzustand sei im Folgenden durch  $V_b = 0$  V und  $Q_G = Q_0 = 0e$  definiert. Für die weiteren Betrachtungen in diesem Kapitel sei außerdem  $C_{env} \ll C_S, C_D, C_G$  angenommen, sodass  $C_{env}$  in der Summe aus Gl. 3.16 vernachlässigt werden kann.

Im klassischen SET-Modell läuft der gesamte Ladungstransport von Source nach Drain über die Insel und wird dabei von Tunnelereignissen zwischen den Zuleitungskontakten und der Insel getragen. Berücksichtigt man nur Prozesse erster Ordnung, d.h. Tunnelereignisse, an denen gleichzeitig nur jeweils ein Ladungsträger beteiligt ist, so setzt sich der Ladungstransport in einem anschaulichen Bild aus einem Tunnelereignis vom Source-Kontakt zur Insel und einem nachfolgenden Tunnelereignis von der Insel zum Drain-Kontakt zusammen. Der Strom durch den SET hängt dabei von den jeweiligen Tunnelwahrscheinlichkeiten der Einzelprozesse ab, die wiederum u.a. von folgenden Parametern beeinflusst werden:

- Zahl der für den Tunnelprozess verfügbaren Ausgangs- bzw. Endzustände
- Form, Höhe und Breite der Tunnelbarriere
- Potentialdifferenz zwischen Source- und Drain-Kontakt
- thermische Anregung

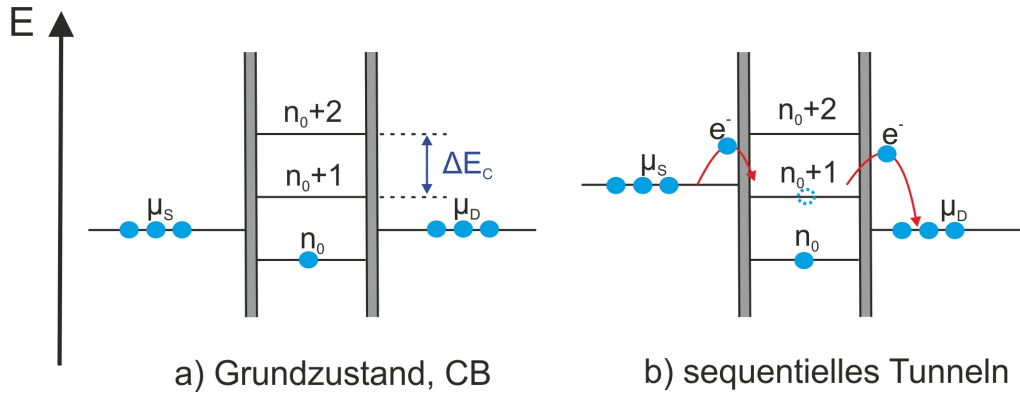
## Was ist das Besondere an einem SET?

Anders als bei einem gewöhnlichen Tunnelkontakt kommt im Falle des SET der kapazitiven Kopplung zwischen den beiden Kontaktseiten eine sehr wichtige Bedeutung

zu. Wie bereits beschrieben, setzt sich der Ladungstransport aus zwei nacheinander folgenden Tunnelereignissen zusammen. Zuerst tunnelt ein Ladungsträger vom Source-Kontakt zur Insel, um anschließend von dieser weiter zum Drain-Kontakt zu tunnelt. Dies bedeutet, dass die Insel für eine kurze Zeit mit einer zusätzlichen Elementarladung geladen wird, wofür die Änderung der elektrostatischen Ladungsenergie

$$\Delta E_C = \frac{e^2}{C_\Sigma} \quad (3.18)$$

aufgebracht werden muss. Für kleine  $C_\Sigma$  im Bereich von einigen Attifarad stellt  $\Delta E_C$  bei tiefen Temperaturen meist die dominierende Größe dar und ist damit in der Lage, den Ladungstransport über die Insel entscheidend zu beeinflussen.



**Abbildung 3.3** Energiediagramm Single-Elektron-Transistor für verschiedene Situationen: **a)** Coulomb-Blockade; **b)** sequenzielles Tunneln

Anschaulich ist die Situation in Abbildung 3.3 in Form eines Energie-Diagramms illustriert. Die Darstellung zeigt die Lage der chemischen Potentiale  $\mu_S$  und  $\mu_D$  von Source- und Drain-Kontakt sowie relativ dazu die Lage der Ladungszustände der Insel, die jeweils um  $\Delta E_C$  voneinander entfernt liegen. Im Grundzustand (Abb. 3.3 a) befinden sich  $\mu_S$  und  $\mu_D$  auf dem gleichen Niveau und die Insel ist mit  $n_0$  Ladungsträgern besetzt, wobei sich der höchste besetzte Ladungszustand unterhalb von  $\mu_S$  und  $\mu_D$  befindet. Tunnelereignisse zwischen den Zuleitungen und der Insel sind damit ohne ausreichende thermische Anregung verboten, da alle freien Zustände der Insel über dem chemischen Potential der Zuleitungen und alle besetzten darunter liegen. Der Ladungstransport von Source nach Drain ist hier alleine wegen der aufzubringenden Ladungsenergie unterbunden und wird in Anlehnung daran als *Coulomb-Blockade* (CB) bezeichnet. Dieser äußerst prominente Effekt wurde 1986 von Averin und Likharev [127] theoretisch vorhergesagt und ein Jahr später zum ersten Mal von Fulton und Dolan [128] an den AT&T Bell Laboratories experimentell nachgewiesen.

Abbildung 3.3 b) zeigt eine Situation, in der sich das Ladungsniveau  $n_0 + 1$  zwischen  $\mu_S$  und  $\mu_D$  befindet. Über dieses Niveau kann nun ein Elektron durch zwei nacheinander stattfindende Tunnelprozesse von Source nach Drain transportiert werden. Ist

$n_0 + 1$  besetzt, so kann vorläufig kein weiterer Ladungsträger auf die Insel tunneln, da der nächste freie Zustand ( $n_0 + 2$ ) in diesem Fall bereits über  $\mu_S$  liegt. Erst nachdem ein Ladungsträger die Insel wieder (in Richtung Drain) verlassen hat, kann vom Source-Kontakt ein weiterer Ladungsträger nachrücken. Die Elektronen können folglich nur einzeln über die Insel von Source nach Drain transportiert werden. Deshalb spricht man hierbei von sequentiell (Einzel-Elektronen-)Tunneln (ST); auch die Begriffe Einzel-Elektronen-Transistor und Einzel-Elektronen-Transport leiten sich von diesem Umstand ab. Die in Abb. 3.3 b) skizzierte Situation kann durch Anlegen einer externen Bias-Spannung zwischen Source- und Drain-Kontakt herbeigeführt werden. Vernachlässigt man alle weiteren Spannungsabfälle zwischen der externen Spannungsquelle und den beiden Tunnelkontakten, dann entspricht  $\Delta E = eV_b$  der Energiedifferenz zwischen  $\mu_S$  und  $\mu_D$ . Ausgehend vom in Abb. 3.3 a) skizzierten symmetrischen Grundzustand und einem symmetrischen Spannungsabfall an den beiden Tunnelkontakten ist die CB für  $|V_b| \geq e/C_\Sigma$  aufgehoben. Mit zunehmender Bias-Spannung vergrößert sich die Potentialdifferenz zwischen Source und Drain, sodass weitere Ladungsniveaus der Insel in den Energiebereich zwischen  $\mu_S$  und  $\mu_D$  fallen können. Es stehen damit zusätzliche Kanäle für den simultanen Ladungstransport zur Verfügung, wodurch der SET ein zunehmend ohmsches Transportverhalten zeigt. Das beschriebene Blockade-Verhalten spiegelt sich besonders deutlich durch einen charakteristischen Blockadebereich in der Strom-Spannungs (IV)-Kennlinie eines SET wider. Dazu sind in Abschnitt 3.3 in Abbildung 3.4 exemplarisch einige, nach dem orthodoxen Modell berechnete IV-Kennlinien gezeigt, während in Abschnitt 6.1 in Abbildung 6.1 eine an einer typischen NC-Struktur aufgenommene Kennlinie dargestellt ist.

### Vorraussetzungen für Coulomb-Blockade:

Zusammengefasst ergeben sich daraus folgende Bedingungen, die erfüllt sein müssen, damit der Effekt der Coulomb-Blockade in seiner vollen Ausprägung beobachtet werden kann:

$$\Delta E_C = \frac{e^2}{C_\Sigma} \gg eV_b \quad (3.19)$$

$$\Delta E_C \gg k_B T \quad (3.20)$$

$$R_i \gg R_K = h/e^2 \quad \text{mit} \quad i \in \{S, D\} \quad (3.21)$$

Die dritte Bedingung (Gl. 3.21) entspricht der Voraussetzung, dass die Insel von den Zuleitungen isoliert und ausreichend entkoppelt ist [128].

### 3.3 Orthodoxe Theorie des Einzel-Elektronen-Tunnelns

Die orthodoxe Theorie des Einzel-Elektronen-Tunnelns wurde 1986 von Averin und Likharev [127] entwickelt, um das charakteristische Transportverhalten des SET zu beschreiben. Den Ausgangspunkt dafür bildet die Änderung der freien Energie ( $\Delta F$ ) infolge eines Tunnelprozesses zwischen einem der beiden Zuleitungskontakte und der isolierten Insel. Mit Hilfe von Fermi's Goldener Regel kann daraus die Tunnelrate für den betrachteten Prozess berechnet werden. Der Tunnelstrom durch den SET ergibt sich schließlich unter Berücksichtigung der Besetzungswahrscheinlichkeiten der verschiedenen Ladungszustände der Insel und den zugehörigen Tunnelwahrscheinlichkeiten. Das orthodoxe Modell geht dabei von folgenden Vereinfachungen aus:

- Es werden nur Tunnelprozesse erster Ordnung berücksichtigt, also nur solche, an denen gleichzeitig nur ein Ladungsträger beteiligt ist.
- Alle Tunnelprozesse erfüllen die Markov-Bedingung, d.h., die Wahrscheinlichkeit von zukünftig ablaufenden Prozessen ist nicht von der Vergangenheit, sondern nur vom momentanen Zustand des Systems abhängig.

#### Freie Energie

Die freie Energie ( $F$ ) des betrachteten Systems ist gleich der im System gespeicherten Energie ( $E_\Sigma$ ) abzüglich der von der Spannungsquelle geleisteten Arbeit ( $W$ ) [125].  $E_\Sigma$  setzt sich dabei aus drei Komponenten zusammen, nämlich der elektrostatischen Ladungsenergie ( $E_C$ ), einem zusätzlichen Energiebeitrag aufgrund von Quantisierungseffekten ( $E_n$ ) sowie der Änderung der Fermi Energie ( $\Delta E_F$ ) infolge der Änderung der Anzahl an freien Ladungsträgern im System. Der Beitrag durch Quantisierungseffekte nimmt für metallische Inseln mit steigendem Durchmesser schnell ab. Das gleiche gilt für  $\Delta E_F$ . Beide Beiträge müssen nur im Fall von sehr kleinen Inseln mit einem Durchmesser  $d \lesssim 10$  nm berücksichtigt werden und bleiben deshalb im Folgenden unberücksichtigt.  $E_\Sigma$  reduziert sich somit auf die elektrostatische Ladungsenergie  $E_C = \frac{Q^2}{2C_\Sigma}$ , wobei  $Q$  die Ladung auf der Insel und  $C_\Sigma$  die Kapazität der Insel bezeichnet. Für das in Abschnitt 3.2 beschriebene System kann sie gemäß [125] direkt angegeben werden:

$$E_C = \frac{Q_S^2}{2C_S} + \frac{Q_D^2}{2C_D} + \frac{Q_G^2}{2C_G} = \frac{(C_S V_S)^2}{2C_S} + \frac{(C_D V_D)^2}{2C_D} + \frac{(C_G V_G)^2}{2C_G} \quad (3.22)$$

$Q_S = n_S e$  und  $Q_D = n_D e$  sind die Ladungen an den beiden Tunnelkontakten,  $Q_G = C_G V_G$  ist die Ladung am Gate-Kontakt und  $Q_0$  entspricht der Hintergrundladung. Aufsummiert ergibt dies eine Gesamtladung der Insel von  $Q = ne + Q_G + Q_0$ , wobei  $n = n_S + n_D$  mit  $n_S, n_D \in \mathbb{N}_0$ .  $V_S$  und  $V_D$  sind die über den beiden Tunnelkontakten abfallenden Spannungen, die in Summe der von außen aufgeprägten Bias-

Spannung  $V_b = V_S + V_D$  entsprechen. Die Spannungen  $V_S$  und  $V_D$  können nach [125] in Abhängigkeit der externen Spannungen  $V_b$  und  $V_G$  explizit angegeben werden:

$$V_S = \frac{(C_D + C_G)V_b - C_G V_G + ne - Q_0}{C_\Sigma} \quad (3.23)$$

$$V_D = \frac{C_S V_b + C_G V_G - ne + Q_0}{C_\Sigma} \quad (3.24)$$

Der Herleitung aus [125] folgend, ist die freie Energie des betrachteten Systems gleich der elektrostatischen Ladungsenergie abzüglich der von der Spannungsquelle geleisteten Arbeit. Es gilt also:

$$F(n_S, n_D) = E_C - W \quad (3.25)$$

mit

$$W = -\frac{n_S e V_b C_D}{C_\Sigma} - \frac{n_D e V_b C_S}{C_\Sigma} \quad (3.26)$$

## Änderung der freien Energie

Mit Gl. 3.25 lässt sich die Änderung der freien Energie infolge einer Zustandsänderung von  $(n_S, n_D) \rightarrow (n'_S, n'_D)$  berechnen. Das orthodoxe Modell beschränkt sich dabei auf Tunnelprozesse zwischen den Zuleitungen und der Insel, bei denen sich die Ladung der Insel ändert und gleichzeitig nur ein Ladungsträger am Tunnelprozess beteiligt ist. Genauer: Tunnelt ein Ladungsträger zwischen Source und Insel, so ändert sich  $n_S$  um  $\pm 1$ . Für die Änderung der freien Energie gilt in diesem Fall nach [125]:

$$\Delta F(n_S \pm 1, n_D) = \frac{e}{C_\Sigma} \left( \frac{e}{2} \pm ((C_D + C_G)V_b - C_G V_G + ne - Q_0) \right) \quad (3.27)$$

Tunnelt ein Ladungsträger zwischen Insel und Drain, so ändert sich  $n_D$  um  $\pm 1$ . Die freie Energie ändert sich dadurch folgendermaßen [125]:

$$\Delta F(n_S, n_D \pm 1) = \frac{e}{C_\Sigma} \left( \frac{e}{2} \pm (C_S V_b + C_G V_G - ne + Q_0) \right) \quad (3.28)$$

Es wird angenommen, dass sich der SET im Gleichgewicht befindet, d.h. Zustandsänderungen von  $(n_S, n_D) \rightarrow (n_S \pm 1, n_D \mp 1)$ , bei denen sich  $n = n_S + n_D$  nicht ändert, aber die Ladungsverteilung auf der Insel verändert wird, finden im Hintergrund statt und müssen deshalb bei der Beschreibung des Ladungstransports von Source nach Drain nicht explizit berücksichtigt werden.

## Tunnelrate

Ingold und Nazarov veröffentlichten 1992 eine ausführliche Herleitung eines Ausdrucks zur Berechnung der Tunnelrate ( $\Gamma$ ) im Rahmen der orthodoxen Theorie [129]. Der Zusammenfassung aus [125] folgend lässt sich diese, wie schon in Abschnitt 3.1 am Beispiel einer einzelnen Tunnelbarriere beschrieben, zu folgendem Ausdruck vereinfachen:

$$\Gamma(\Delta F) = \frac{-\Delta F}{e^2 R_T \left(1 - \exp \frac{\Delta F}{k_B T}\right)} \quad (3.29)$$

wobei durch

$$R_T = \frac{\hbar}{2\pi e^2 |T|^2 D_i D_f} \quad (3.30)$$

der Tunnelwiderstand des Tunnelkontakts beschrieben wird. Für kleine Bias-Spannungen und eine hohe Potentialbarriere ist die IV-Kennlinie eines Tunnelkontakts näherungsweise linear [130], sodass  $R_T$  als konstant angenommen werden kann. Für  $T = 0$  vereinfacht sich deshalb Gl. 3.29 zu [125]

$$\Gamma(\Delta F) = \begin{cases} 0 & \text{für } \Delta F > 0 \\ \frac{-\Delta F}{e^2 R_T} & \text{für } \Delta F \leq 0 \end{cases} \quad (3.31)$$

## Masterequation

Die orthodoxe Theorie basiert auf der Annahme, dass nur je ein Ladungsträger zugleich in einen Tunnelprozess involviert ist, d.h. das System kann sich jeweils nur vom Ausgangszustand  $(n_1, n_2)$  in einen der benachbarten Zustände  $(n_1 \pm 1, n_2)$  und  $(n_1, n_2 \pm 1)$  entwickeln. Dieser Fall lässt sich mit der aus der statistischen Physik bekannten Masterequation Methode [131] behandeln. Dafür wird ein System von Differentialgleichungen aufgestellt, welches die zeitliche Entwicklung der Besetzungswahrscheinlichkeiten  $\vec{p} = (p_0, p_1, p_2, \dots, p_n)^T$  der Insel beschreibt:

$$\dot{\vec{p}} = \Gamma \vec{p} \quad (3.32)$$

Das Gleichungssystem lässt sich für einen klassischen SET mit einer Insel analytisch lösen, auch wenn der Rechenaufwand dafür mit der Anzahl der berücksichtigten Zustände rasch ansteigt. Nachdem sich der SET im Gleichgewicht befindet, kann das Prinzip des Detailed Balance angewandt werden. Dieses besagt, dass jeder Einzelprozess durch seinen Umkehrprozess aufgewogen wird. Damit reduziert sich das System von Differentialgleichungen aus Gl. 3.32 zu einem System von  $n$  einfachen Gleichungen der Form:

$$p_n \Gamma_{n \rightarrow n+1} = p_{n+1} \Gamma_{n+1 \rightarrow n} \quad (3.33)$$

Diese lassen sich unter Berücksichtigung der Normierungsbedingung

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} p_n = 1 \quad (3.34)$$

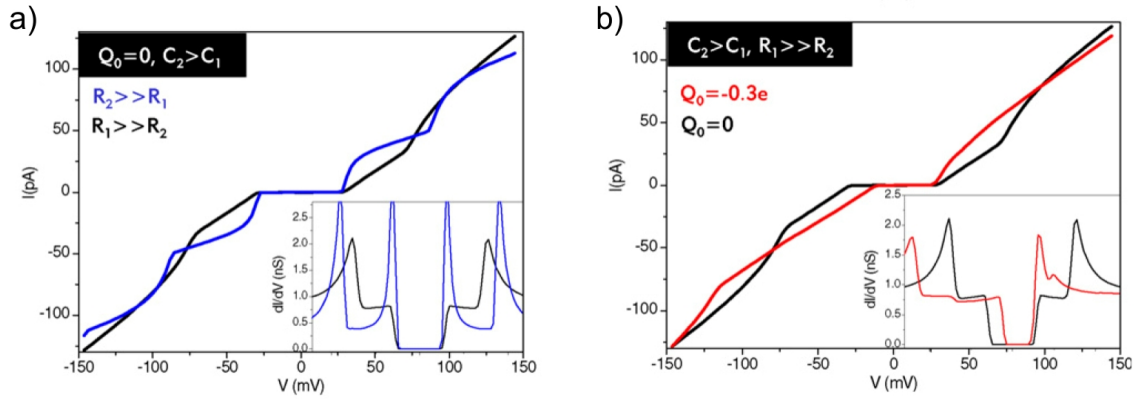
analytisch lösen. Geht man über die vereinfachenden Annahmen der orthodoxen Theorie hinaus oder betrachtet man ein System mit mehreren Inseln, so lassen sich dafür oft keine analytischen Lösungen mehr finden [129] und man muss auf numerische Methoden wie das Monte-Carlo-Verfahren [132] zurückgreifen.

## Tunnelstrom und IV-Kennlinie

Die Tunnelströme durch die beiden Tunnelkontakte sind unter Gleichgewichtsbedingungen entgegengesetzt und gleich groß. Deshalb genügt es, für die Berechnung des Gesamtstroms durch den SET den Tunnelstrom an einem der beiden Tunnelkontakte zu berechnen [125]. Für eine gegebene Bias-Spannung erhält man damit

$$I(V_b) = -e \sum_n (p_n \Gamma_{n \rightarrow n+1} - p_n \Gamma_{n \rightarrow n-1}) \quad (3.35)$$

wobei hier über alle berücksichtigten Ladungszustände der Insel summiert wird.



**Abbildung 3.4** Charakteristische IV-Kennlinien eines klassischen SET, berechnet nach dem orthodoxen Modell für verschiedene Parameter [11].  $C_1$  und  $C_2$  entsprechen hierbei  $C_S$  und  $C_D$ ,  $R_1$  und  $R_2$  entsprechen  $R_S$  und  $R_D$ .

Abbildung 3.4 zeigt einige charakteristische IV-Kennlinien eines klassischen SET, berechnet nach dem orthodoxen Modell. Das auffälligste Merkmal einer typischen IV-Kennlinie ist der Blockadebereich um  $V_b = 0$  V, innerhalb dessen der Stromfluss durch den SET konstant gleich Null ist. Die Breite des Blockadebereichs ( $V_b^{CB}$ ) hängt, wie schon in Abschnitt 3.2 beschrieben wurde, von mehreren Parametern wie der Gate-Spannung, der Hintergrundladung und der Temperatur ab. Im Falle einer ungleichen kapazitiven Kopplung der Tunnelkontakte ( $C_S \neq C_D$ ) ergibt sich zudem eine asymmetrische Verschiebung des Blockadebereichs bzgl.  $V_b = 0$  V. Die maximale Breite des Blockadebereichs ist unabhängig davon für  $T = 0$  K alleine durch die Gesamtkapazität der Insel gegeben:

$$V_b^{CB_{max}} = \frac{e}{C_\Sigma} \quad (3.36)$$



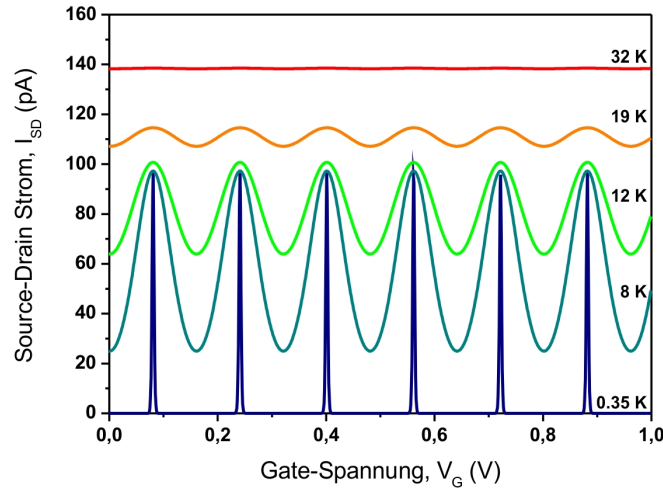
Im Anschluss an den Bereich der CB steigt die IV-Kennlinie nichtlinear an, gewinnt aber mit steigender  $V_b$  zunehmend ohmschen Charakter. Die Summe der beiden Tunnelwiderstände  $R_T = R_S + R_D$  bestimmt die mittlere Steigung der Kennlinie im ST-Bereich, während die Form des Anstiegs entscheidend von den Unterschieden der beiden Tunnelkontakte geprägt ist. Trifft der eher ungewöhnliche Fall zu, dass einer der beiden Tunnelkontakte den anderen sowohl hinsichtlich des Tunnelwiderstands als auch hinsichtlich der kapazitiven Kopplung (deutlich) übertrifft, so ergibt sich ein stufenförmiger Verlauf der IV-Kennlinie (Abb. 3.4 a blaue Linie). Normalerweise ist allerdings mit einem kleinen Tunnelwiderstand eine große kapazitive Kopplung verbunden, deshalb übertrifft ein Tunnelkontakt den anderen meist nur in einem der beiden Parameter  $R$  oder  $C$ . In diesem Fall steigt die Kennlinie (Abb. 3.4 a schwarze Linie) nicht mehr stufenförmig an, sondern weist lediglich Knicke zwischen Abschnitten unterschiedlicher Steigung auf.

Abb. 3.4 b) zeigt am Beispiel der Hintergrundladung, wie sich der Verlauf der IV-Kennlinie inklusive des Blockadebereichs durch eine Veränderung der Ausgangslage beeinflussen lässt. Für  $Q_0 = 0e$  befinden sich  $\mu_S$  und  $\mu_D$  für  $V_b = V_G = 0$  V in der Mitte zwischen zwei Ladungsniveaus der Insel. In dem in Abb. 3.4 b) dargestellten Fall (rote Linie) rückt für  $Q_0 = -0.3e$  das chemische Potential der Zuleitungen in Richtung des obersten besetzten Ladungsniveaus, wodurch die CB bereits bei einer niedrigeren Bias-Spannung als zuvor überwunden wird. Auch der Verlauf der IV-Kennlinie wird dadurch signifikant verändert. Was hier anhand von  $Q_0$  demonstriert wurde, kann ebenso mit Hilfe der Spannung am Gate-Kontakt bewirkt werden. Im Gegensatz zu  $Q_0$  kann  $V_G$  gezielt angesteuert werden, was eine kontinuierliche Verschiebung der Ausgangslage erlaubt.

In den Insets von Abb. 3.4) ist zusätzlich zu den IV-Kennlinien der zugehörige differentielle Leitwert  $g = dI_{SD}/dV_b$  dargestellt. Dieser beinhaltet zwar nicht mehr Informationen als die entsprechende IV-Kennlinie, es lassen sich allerdings zum Beispiel die charakteristischen Knickstellen in der IV-Kennlinie deutlicher erkennen, da diese in  $g(V_b)$  als markante Spitzen zutage treten. Unter anderem aus diesem Grund wird häufig anstelle einer IV-Kennlinie der differentielle Leitwert  $g(V_b)$  dargestellt.

## Coulomb-Oszillationen

Abbildung 3.5 zeigt typische Gate-Kennlinien eines SET bei unterschiedlich großer thermischer Anregung. Die Kennlinien wurden für eine konstante Bias-Spannung  $V_b \ll \Delta E_C/e$  nach dem orthodoxen Modell berechnet und zeigen den Strom von Source nach Drain ( $I_{SD}$ ) in Abhängigkeit von  $V_G$ . Die Kennlinie mit der geringsten thermischen Anregung ( $T = 0,35$  K) ist fast durchgängig gleich Null und zeigt nur innerhalb sehr schmaler  $V_G$ -Intervalle  $\delta$ -peakförmige Stromspitzen. Diese wiederholen sich regelmäßig entlang der  $V_G$ -Achse und treten immer dann auf, wenn sich ein Ladungsniveau der Insel zwischen  $\mu_S$  und  $\mu_D$  befindet. Der SET wechselt folglich von Spitze zu Spitze einmal von ST nach CB und wieder zurück zu ST. Mit zunehmender



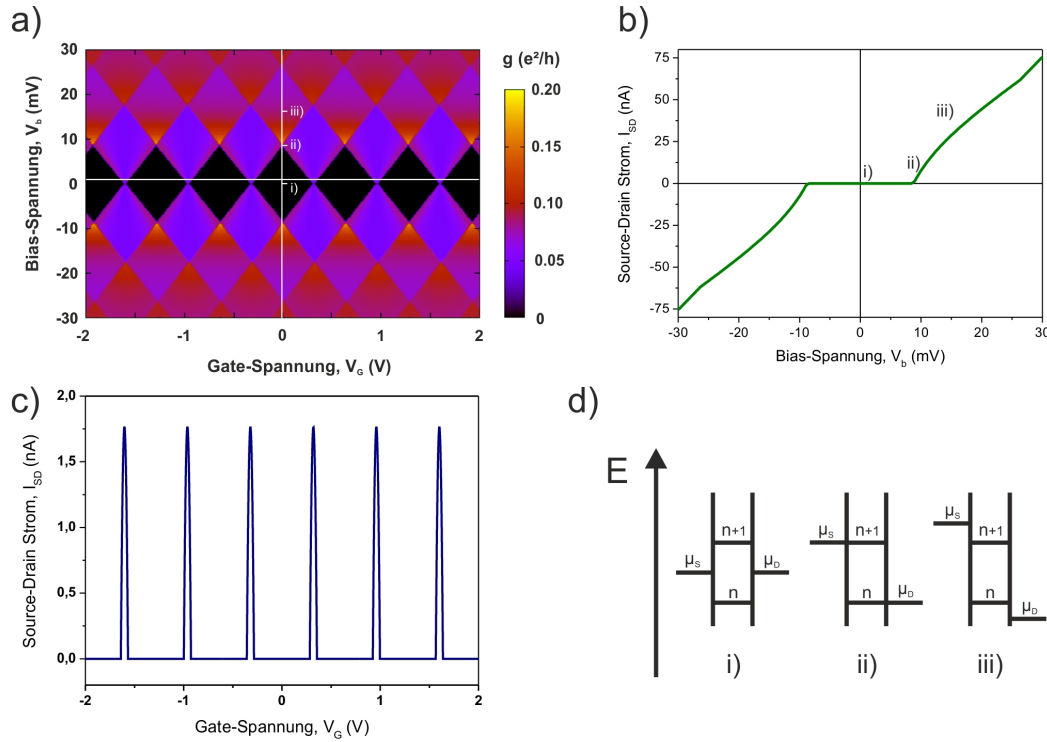
**Abbildung 3.5** Charakteristische Gate-Kennlinien eines klassischen SET für verschiedene Temperaturen. Simulationsparameter:  $R_S/R_D = 1/2$ ,  $R_S + R_D = 20R_K$ ,  $C_S/C_D = 1/2$ ,  $C_S + C_D = 2,7e - 17$  F,  $C_G = 1e - 18$  F,  $V_b = 0,1$  mV,  $Q_0 = 0e$

thermischer Anregung werden die Kriterien für CB aufgeweicht, wodurch sich die schmalen Stromspitzen zu kontinuierlichen Oszillationen verbreitern und schließlich für  $k_B T \gg \Delta E_C$  gänzlich verschwinden. In Anlehnung an den Ursprung der charakteristischen Oszillationen werden diese für gewöhnlich als Coulomb-Oszillationen bezeichnet.

### 3.4 Das Stabilitätsdiagramm

Der Leitwert eines SET hängt, wie oben beschrieben, von mehreren Parametern ab. Experimentell sind in der Regel die Parameter  $V_b$  und  $V_G$  gut zugänglich und können kontinuierlich variiert werden. Deshalb werden experimentell gewonnene Daten häufig in Form eines Stabilitätsdiagramms im  $V_G$ - $V_b$ -Parameterraum dargestellt. Zu diesem Zweck werden zunächst IV-Kennlinien zu diskreten  $V_G$ -Werten aufgenommen, sodass der daraus zusammengesetzte Datensatz einen Ausschnitt des Parameterraums (gleichmäßig) abdeckt. Anschließend wird zu jedem Messpunkt aus den IV-Kennlinien der differentielle Leitwert  $g(V_b, V_G) = (\partial I / \partial V_b)_{V_G}$  berechnet. Dieser wird schließlich farbcodiert in das  $V_G$ - $V_b$ -Diagramm eingezeichnet, sodass ein farbiges, flächiges Muster entsteht.

Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 3.6 a) diese Art der Darstellung für einen nach dem orthodoxen Modell berechneten Datensatz. Darin sind deutlich diagonal verlaufende Begrenzungslinien zu erkennen, die ein rautenförmiges, sich periodisch wiederholendes Muster entstehen lassen. Besonders auffällig erscheinen dabei die zentralen, schwarzen Flächen, die gemeinhin als Coulomb-Diamanten (CD) bekannt



**Abbildung 3.6** a) Stabilitätsdiagramm, simuliert nach dem orthodoxen Modell. Die beiden weißen Linien markieren die Position der in b) und c) dargestellten Schnitte durch das Diagramm. Teilbild d) illustriert die relative Lage von  $\mu_S$  und  $\mu_D$  bzgl. der nächstgelegenen Ladungsniveaus der Insel für die drei in a) und b) markierten Positionen. Simulationsparameter:  $R_S = R_D = 5,5 R_K$ ,  $C_S = C_D = 9$  aF,  $C_G = 0,25$  aF,  $Q_0 = 0 e$ ,  $T = 0$  K

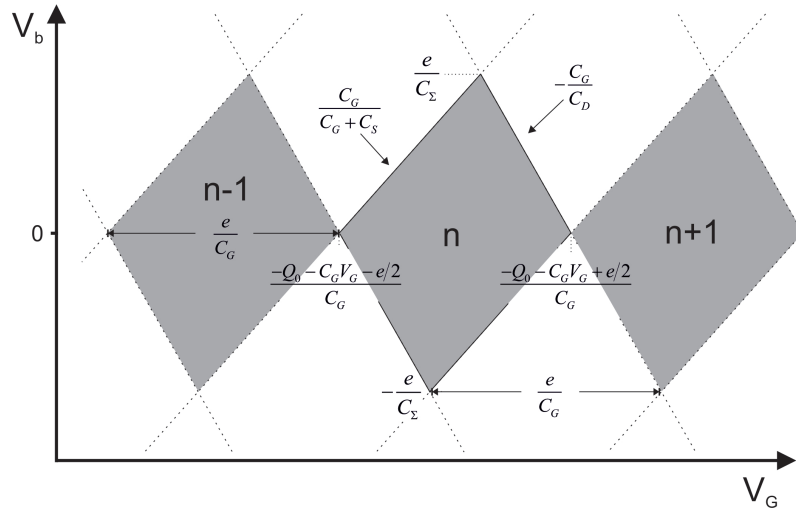
sind, und innerhalb derer aufgrund von CB kein Ladungstransport von Source nach Drain stattfindet. Innerhalb eines CD bleibt im Bilde des orthodoxen Modells die Zahl der Ladungsträger auf der Insel unverändert. Im Gegensatz dazu wird die Insel innerhalb der Bereiche sequentiellen Einzel-Elektronen-Tunnelns, die sich an die CD anschließen, ständig alternierend geladen und wieder entladen. In diesen Bereichen ist die Inselladung also nicht mehr stabil und pendelt stattdessen zwischen zwei oder mehreren Ladungszuständen.

### Welche Informationen enthält das Stabilitätsdiagramm?

Das Stabilitätsdiagramm gibt einen Überblick über den gesamten Datensatz und macht insbesondere Abhängigkeiten der Daten innerhalb des Parameterraums sichtbar. Feine Details in den Kennlinien gehen andererseits meist verloren. Schnitte parallel zur  $V_b$ -Achse enthalten die Informationen der jeweiligen IV-Kennlinie, Schnitte parallel zur  $V_G$ -Achse zeigen die gatespannungsabhängigen Coulomb-Oszillationen (vgl. Abb. 3.6). Es wäre deshalb in gleicher Weise möglich, ein Stabilitätsdiagramm

nicht wie zuvor beschrieben aus einem Satz von IV-Kennlinien zu diskreten  $V_G$ -Werten, sondern aus einem Satz Gate-Kennlinien zu diskreten  $V_b$ -Werten aufzubauen.

Anhand von Form und Lage der Coulomb-Diamanten lassen sich die Werte wichtiger Parameter des orthodoxen Modells gewinnen. Im Einzelnen sind dies die elektrostatische Ladungsenergie  $\Delta E_C$ , die Gesamtkapazität der Insel  $C_\Sigma$ , die Teilkapazitäten zwischen Insel und Source, Insel und Drain bzw. Insel und Gate ( $C_S$ ,  $C_D$ ,  $C_G$ ) und nicht zuletzt die Ladung der Insel  $Q = ne + Q_0$ . Unter der Prämisse  $n \in \mathbb{N}_0$  und  $Q_0 \in [-e/2, e/2]$  lässt sich aus  $Q$  außerdem der Ladungszustand  $n$  und die Hintergrundladung  $Q_0$  bestimmen.



**Abbildung 3.7** Die schematische Darstellung veranschaulicht, wie die Parameter des orthodoxen Modells aus dem Stabilitätsdiagramm abgelesen werden können.

### Ladungsenergie $\Delta E_C$ und Gesamtkapazität $C_\Sigma$ :

Im Stabilitätsdiagramm markieren die Coulomb-Diamanten die Parameterbereiche, innerhalb derer kein Ladungstransport stattfindet, oder anders ausgedrückt, innerhalb derer sich kein Ladungszustand der Insel zwischen  $\mu_S$  und  $\mu_D$  befindet. Überschreitet man die Grenze zwischen einem CD und dem umliegenden ST-Bereich, so schiebt sich dabei ein Ladungsniveau zwischen  $\mu_S$  und  $\mu_D$ . Dieses anschauliche Bild vermittelt implizit die Regel, dass nur Tunnelprozesse vom betrachteten Ausgangszustand zu einem energetisch niedriger oder wenigstens auf gleicher Höhe liegenden Endzustand möglich sind. Genau diese Vorstellung wird im orthodoxen Modell durch die Änderung der freien Energie infolge eines Tunnelprozesses mathematisch ausgedrückt. Nach Gl. 3.31 ist für  $T = 0$  K die Tunnelrate für den betrachteten Prozess nur dann von Null verschieden, wenn dabei die Bedingung  $\Delta F \leq 0$  eV erfüllt ist.  $\Delta F$  wurde bereits in den Gleichungen 3.27 und 3.28 für Tunnelprozesse zwischen Source-Kontakt und Insel bzw. zwischen Insel und Drain-Kontakt in Abhängigkeit

von  $V_b$ ,  $V_G$  (inklusive  $Q_0 = \text{const}$ ) sowie der Inselladung  $Q$  angegeben.  $\Delta F$  kann dabei in drei unabhängige Teile zerlegt werden, die sich jeweils nur auf einen der zuvor genannten Parameter beziehen:

$$\Delta F(V_b, V_G, Q) = \Delta F(V_b) + \Delta F(V_G) + \Delta F(Q) \quad (3.37)$$

Betrachtet man exemplarisch einen Tunnelprozess vom Source-Kontakt zur Insel, bei dem sich die Inselladung von  $Q = ne$  zu  $Q = (n+1)e$  ändert, dann lassen sich die drei Summanden aus Gl. 3.37 explizit angeben:

$$\Delta F(V_b) = e \frac{C_D + C_G}{C_\Sigma} V_b \quad (3.38)$$

$$\Delta F(V_G) = -e \frac{C_G}{C_\Sigma} V_G - \frac{eQ_0}{C_\Sigma} \quad (3.39)$$

$$\Delta F(Q) = \frac{e^2}{2C_\Sigma} + \frac{ne^2}{C_\Sigma} \quad (3.40)$$

Gl. 3.38 beschreibt dabei die Änderung der freien Energie aufgrund der Potentialdifferenz auf beiden Seiten des Tunnelkontakts, Gl. 3.39 die relative Verschiebung der Ladungsniveaus der Insel gegenüber dem Grundzustand durch die externe Gate-Spannung und die Hintergrundladung und Gl. 3.40 die elektrostatische Ladungsenergie infolge der Zustandsänderung.

ObdA sei  $Q_0 = 0e$  und  $n = 0$  gewählt. Im einfachsten Fall besitzen zudem beide Tunnelkontakte die gleichen Eigenschaften ( $C_S = C_D = C$  und  $R_S = R_D = R$ ), wobei die kapazitive Kopplung der Tunnelkontakte gegenüber der zwischen Insel und Gate im Allgemeinen deutlich dominiert ( $C_G \ll C_S + C_D$ ), sodass auch  $C_\Sigma \approx C_S + C_D$  angenommen werden kann. Damit vereinfacht sich Gl. 3.38 wegen  $C_\Sigma \approx 2C$  zu

$$\Delta F(V_b) = e \frac{V_b}{2} \quad (3.41)$$

und Gl. 3.37 zu

$$\Delta F(V_b, V_G, Q) = e \frac{V_b}{2} - e \frac{C_G}{C_\Sigma} V_G + \frac{e^2}{2C_\Sigma} \quad (3.42)$$

Wie bereits mehrfach erwähnt wurde, kann durch  $V_G$  lediglich die relative Lage der Inselzustände bzgl.  $\mu_S$  und  $\mu_D$  verschoben werden, die Gate-Spannung hat allerdings keinen Einfluss auf die tatsächlich Ladungsenergie  $\Delta E_C = e^2/C_\Sigma$ , welche die Insel des SET charakterisiert. Setzt man  $V_G = 0V$ , so muss die gesamte Ladungsenergie über die Bias-Spannung aufgebracht werden und es folgt direkt:

$$-eV_b = \frac{e^2}{C_\Sigma} = \Delta E_C \quad (3.43)$$

Der Vergleich mit Abb. 3.6 zeigt, dass sich unter den zuvor getroffenen Annahmen an der Stelle  $V_G = 0V$  gerade die Spitze eines CD befindet, und dass man aus deren Lage ( $V_b$ -Achsenabschnitt) folglich  $\Delta E_C$  bestimmen kann. Dies gilt auch dann, wenn

$V_G \neq 0$  V und/oder  $Q_0 \neq 0$  e, denn beide Parameter verschieben das Stabilitätsdiagramm lediglich entlang der  $V_G$ -Achse, verändern aber weder Form noch Größe der CD. Nimmt man ungleiche Tunnelkontakte an, so werden die CD punktsymmetrisch bzgl. der Mitte des CD entlang der  $V_G$ -Achse verzerrt, ohne dabei  $\Delta E_C$  zu beeinflussen. Aus dem  $V_b$ -Achsenabschnitt der Spitze kann weiterhin  $\Delta E_C$  bestimmt werden.

### Gatekapazität $C_G$ , Ladungszustand $n$ und Hintergrundladung $Q_0$ :

Die Teilkapazität  $C_G$  zwischen Insel und Gate-Kontakt kann auf ähnliche Art und Weise wie zuvor  $\Delta E_C$  direkt aus dem Stabilitätsdiagramm abgelesen werden. Innerhalb eines CD sind alle Tunnelprozesse von und zur Insel blockiert, deshalb bleibt auch der Ladungszustand der Insel innerhalb dieses Parameterbereichs unverändert. Benachbarte CD unterscheiden sich dabei hinsichtlich der Inselladung um jeweils  $\Delta Q = \pm e$ . Betrachtet man nun die Inselladung in Abhängigkeit von  $V_G$  bei konstanter Bias-Spannung, dann steigt diese stufenförmig um jeweils  $\Delta Q = +e$  an. In diesem Fall muss die gesamte Ladungsenergie  $\Delta E_C$  durch die Änderung der Gate-Spannung  $\Delta V_G$  zwischen zwei Stufen aufgebracht werden. Da die Kopplung zwischen Gate und Insel rein kapazitiver Natur ist, folgt aus der Kondensatorgleichung direkt:

$$C_G = \frac{\Delta Q}{\Delta V_G} \quad (3.44)$$

$\Delta Q$  entspricht dabei der Änderung der Inselladung infolge einer Änderung der Gate-Spannung um  $\Delta V_G$ . Aus dem Stabilitätsdiagramm lässt sich  $\Delta Q$  sehr gut an mehreren ausgezeichneten Punkten ablesen: Ein Beispiel dafür stellen die Knotenpunkte zwischen zwei benachbarten CD dar. Der Abstand zwischen zwei direkt aufeinander folgenden Knotenpunkten entspricht der Breite eines CD. Die Änderung der Inselladung beträgt dabei genau eine Elementarladung. Das gleiche gilt für die Spitzen von benachbarten CD. Von Spitze zu Spitze ändert sich die Inselladung ebenfalls um eine Elementarladung, während  $\Delta V_G$  wiederum der Breite eines CD entspricht. Nachdem sich die CD periodisch wiederholen, kann auch eine Mittelung über mehrere CD vorgenommen werden. Aus den abgelesenen Werten von  $\Delta Q$  und  $\Delta V_G$  kann schließlich nach Gl. 3.44 die kapazitive Kopplung  $C_G$  bestimmt werden.

Unter Berücksichtigung der Hintergrundladung  $Q_0$  können die  $V_G$ -Werte der beiden Knotenpunkte eines CD im Ladungszustand  $n$  folgendermaßen berechnet werden:

$$V_G^{KP\pm}(n) = \frac{(n \pm 1/2)e - Q_0}{C_G} \quad (3.45)$$

Definitionsgemäß ist  $Q_0$  auf das Intervall  $[-e/2, e/2]$  beschränkt und es sei angenommen, dass die Ladung der Insel für  $V_G = V_b = 0$  V gleich Null sei. Dann kann aus der Lage zweier benachbarter Knotenpunkte nicht nur die Gate-Kapazität  $C_G$ , sondern auch der Ladungszustand  $n$  (innerhalb des betrachteten CD) und die Hintergrundladung  $Q_0$  bestimmt werden.

**Source-Kapazität  $C_S$  und Drain-Kapazität  $C_D$ :**

Im Folgenden sei nur die obere Hälfte eines beliebigen Coulomb-Diamanten betrachtet. Der Bereich der Coulomb-Blockade grenzt sich zum Bereich des sequentiellen Tunnelns durch eine linke und eine rechte Flanke ab, die durch die Bedingung  $\Delta F = 0 \text{ eV}$  definiert sind. Die linke Flanke markiert dabei den Übergang von Ladungszustand  $Q = ne$  zu  $Q = (n - 1)e$ , die rechte Flanke den von  $Q = ne$  zu  $Q = (n + 1)e$ . OBdA sei  $Q_0 = 0e$ , dann lassen sich aus den Gleichungen 3.27 und 3.28 folgende einfache Beziehungen zwischen  $V_G$  und  $V_b$  herleiten:

$$V_b = \frac{\left(n + \frac{1}{2}\right) e}{C_D + C_G} + \frac{C_G}{C_D + C_G} V_G \quad (3.46)$$

$$V_b = \frac{\left(n + \frac{1}{2}\right) e}{C_S} - \frac{C_G}{C_S} V_G \quad (3.47)$$

Gl. 3.46 beschreibt dabei die rechte Flanke, Gl. 3.47 die linke. Im symmetrischen Fall ( $C_S = C_D = C$  und  $R_S = R_D = R$ ) weisen beide Flanken betragsmäßig (annähernd) die gleiche Steigung auf, wenn man annimmt, dass die Bedingung  $C_G \ll C$  erfüllt ist. Unterscheiden sich die beiden Tunnelkontakte hinsichtlich ihrer kapazitiven Kopplung zur Insel, dann weisen die linke und die rechte Flanke eines CD auch betragsmäßig verschiedene Steigungen auf. Anhand der Steigungen der beiden Flanken eines CD kann folglich die kapazitive Kopplung der beiden Tunnelkontakte zur Insel ermittelt werden. Es gilt:

$$C_S = -\frac{C_G}{m_l} \quad (3.48)$$

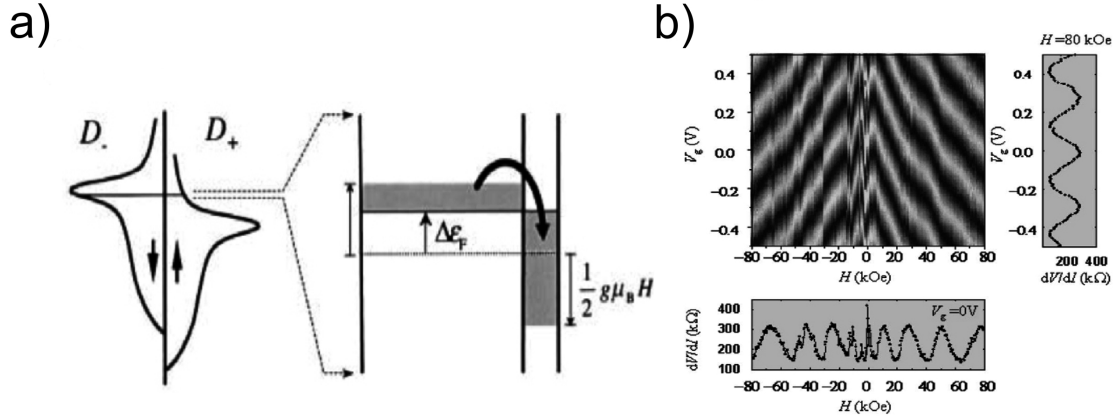
$$C_D = \frac{C_G}{m_r} - C_G \quad (3.49)$$

Hierbei bezeichnen  $m_l$  und  $m_r$  die Steigung der linken bzw. der rechten Flanke des CD.

## 3.5 Einzel-Elektronen-Transport in spinpolarisierten Systemen

Nach der Entdeckung des GMR-Effekts 1988 durch Peter Grünberg [1] und Albert Fert [2] wurden vermehrt Ferromagnet-Isolator-Ferromagnet Tunnelstrukturen sowie Tunnelstrukturen bestehend aus granularen Metallen untersucht. Dabei kam auch dem Zusammenspiel von Magnetismus und Einzel-Elektronen-Transport wachsendes Interesse zu [11, 45]. Im folgenden Abschnitt wird ein knapper Überblick über die speziellen magnetfeldabhängigen Effekte an ferromagnetischen Einzel-Elektronen-Transistoren gegeben.

### 3.5.1 Magneto-Coulomb-Oszillationen



**Abbildung 3.8** Magneto-Coulomb-Oszillationen. Teilbild a) illustriert schematisch die Verschiebung der Fermi-Energie durch ein externes Magnetfeld [48]. Teilbild b) zeigt den Leitwert einer ferromagnetischen SET-Struktur codiert in einer Grauwertskala in Abhängigkeit von  $V_G$  und  $B_r$ . Außerdem sind explizit zwei Messkurven bei konstantem  $V_G = 0$  V (unten) bzw. konstantem  $B_r = 0,8$  T (rechts) dargestellt [133]. In beiden Teilbildern wurde  $B_r$  durch  $H$  abgekürzt.

K. Ono, H. Shimada und O. Ootuka untersuchten SET-Strukturen, die sie aus unterschiedlichen, teils ferromagnetischen Metallen hergestellt hatten [134, 135], unter dem Einfluss eines externen Magnetfeldes ( $\vec{B}$ ). Dabei beobachteten sie Leitwertoszillationen in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke ( $B_r$ ), die stark an die bekannten gatespannungsabhängigen Coulomb-Oszillationen erinnerten, und in Anlehnung daran als Magneto-Coulomb-Oszillationen bezeichnet wurden. Abbildung 3.8 b) zeigt den Leitwert codiert in einer Grauwertskala in Abhängigkeit von  $V_G$  und  $B_r$ . In dieser Darstellung ist sehr deutlich ein Muster aus diagonal verlaufenden Streifen zu erkennen, welches die Abhängigkeit der Leitwert-Oszillationen von den beiden Parametern widerspiegelt. Für eine explizite Darstellung der Oszillationen sind zwei Schnitte durch den Datensatz entlang der  $V_G$ - bzw. der  $B_r$ -Achse gezeigt. Während die  $V_G$ -abhängigen Oszillationen auf dem gesamten dargestellten  $V_G$ -Bereich ein durchgängig periodisches Verhalten zeigen, sind die  $B_r$ -abhängigen Oszillationen im Bereich kleiner  $B_r$  gestört, was sich zum Beispiel durch Ummagnetisierungsprozesse der einzelnen Komponenten des SET erklären lässt.

Der Mechanismus, der zu den Magneto-Coulomb-Oszillationen führt, lässt sich phänomenologisch nach [48] wie folgt erklären: In einem ferromagnetischen Material sind die Ladungsträger aufgrund einer endlichen Magnetisierung bezüglich der Magnetisierungsrichtung spinpolarisiert. Die Bänder von Minoritäts- und Majoritäts-spinladungsträgern sind relativ zueinander verschoben (Zeeman-Effekt). Ein externes Magnetfeld verstärkt bekanntermaßen die Aufspaltung der Spin-Subbänder und führt deshalb zu einer Umverteilung der Ladungsträger von Minoritäts- hin zu Majoritätsspinorientierung (siehe Abb.3.8 a). Wegen der Spinpolarisation ( $P$ ) der Zu-



standsichte an der Fermi-Kante geht mit der magnetfeldinduzierten Umverteilung der Ladungsträger auch eine Verschiebung der Fermienergie einher:

$$\Delta E_F(B_r) = \frac{1}{2} P g \mu_B B_r \quad (3.50)$$

In Gleichung 3.50 bezeichnet  $g$  den gyromagnetischen Faktor und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton. Im Folgenden sei angenommen, dass der SET aus ferromagnetischen Zuleitungen und einer nichtmagnetischen, metallischen Insel aufgebaut ist, und dass die ferromagnetischen Zuleitungen nicht bis zur Spannungsquelle reichen, sondern über nichtmagnetische Leitungen mit der Probe verbunden sind. Das Potential des nichtmagnetischen Teils der Zuleitungen ändert sich im Magnetfeld nicht und wird zudem von der Spannungsquelle auf konstantem Niveau gehalten. Deshalb schlägt sich die zuvor diskutierte Verschiebung der Fermi-Energie in Form einer geänderten Kontaktspannung zwischen dem magnetischen und dem nichtmagnetischen Teil der Zuleitung nieder. Unter der Annahme, dass sowohl Source- als auch Drain-Kontakt die gleiche Potentialverschiebung  $\Delta\mu(B_r)$  erfahren, ändert sich die Potentialdifferenz zwischen den beiden Kontakten nicht, wohl aber deren elektrostatisches Potential gegenüber der Insel. Aufgrund der kapazitiven Kopplung von Source- und Drain-Kontakt zur Insel wirkt  $\Delta\mu(B_r)$  auf die Insel wie eine zusätzliche Gate-Spannung. Für gewöhnlich besteht die Kapazität der Insel größtenteils aus den Kapazitäten zu Source- und Drain-Kontakt. Damit ergibt sich für die Oszillationsperiode  $\Delta B_r$  der Magneto-Coulomb-Oszillationen nach [48] folgender Zusammenhang:

$$\Delta B_r = \frac{e^2}{C_\Sigma} \frac{2}{P g \mu_B} \quad (3.51)$$

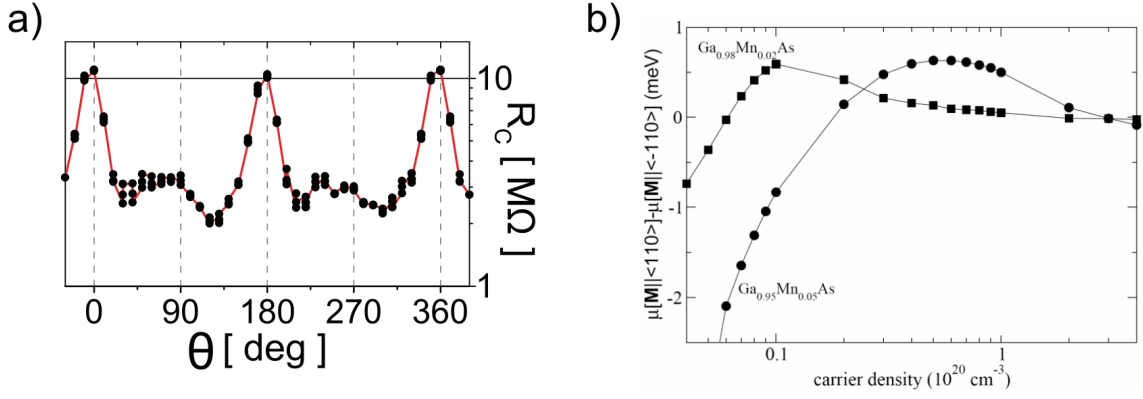
Für den Fall, dass alle Teilbereiche des SET aus (unterschiedlichen) magnetischen Materialien bestehen, muss in Gleichung 3.51 die Spinpolarisation durch

$$P = \frac{1}{2} (P_{Source} - 2P_{Insel} + P_{Drain}) \quad (3.52)$$

ersetzt werden [11], wobei  $P_{Source}$ ,  $P_{Insel}$  und  $P_{Drain}$  die Spinpolarisation der einzelnen Komponenten des SET bezeichnen.

### 3.5.2 Anisotroper Coulomb-Blockade Magnetwiderstand

Der anisotrope Coulomb-Blockade Magnetwiderstand (CBAMR) beschreibt die Abhängigkeit des Widerstands einer ferromagnetischen SET-Struktur von der Magnetisierungsrichtung ( $\vec{M}$ ) der Probe. Der Effekt wurde erstmals von Wunderlich et al. an nanostrukturierten (Ga,Mn)As-Proben beobachtet [43]. Ähnlich dem klassischen anisotropen Magnetwiderstand (AMR) lässt sich der CBAMR-Effekt am deutlichsten in einem konstanten externen Magnetfeld bei gesättigter Magnetisierung abbilden. Unter der Voraussetzung  $\vec{M} || \vec{B}$  folgt die Magnetisierungsrichtung der Richtung des externen Magnetfeldes ( $B_\varphi$ ), sodass  $R(B_\varphi)$  direkt den CBAMR wiedergibt. Die dabei beobachteten Widerstandsoszillationen (Abb. 3.9 a) wurden ähnlich



**Abbildung 3.9** a) Leitwert-Oszillationen einer ferromagnetischen SET-Struktur in Abhängigkeit von der Magnetisierungsrichtung  $\vec{M}$ , die hier relativ zur Stromrichtung durch den Winkel  $\Theta$  angegeben ist. b) Theoretische Berechnung von  $\Delta\mu(\vec{M})$  nach dem Zener-Modell;  $\Delta\mu(\vec{M})$  hängt sowohl von der Ladungsträgerdichte als auch von der Mn-Dotierung ab. Beide Abbildungen wurden aus [43] adaptiert.

wie in Abschnitt 3.5.1 einer relativen Potentialverschiebung ( $\Delta\mu(\vec{M})$ ) zwischen den Zuleitungen und der Insel zugeschrieben [43].  $\Delta\mu(\vec{M})$  wird dabei ursächlich auf die starke Spin-Bahn-Wechselwirkung in (Ga,Mn)As zurückgeführt und wirkt sich auf die SET-Struktur wie eine zusätzliche Gate-Spannung aus [43]:

$$V_M(\vec{M}) = \frac{C_\Sigma}{C_G} \frac{\Delta\mu(\vec{M})}{e} \quad (3.53)$$

Dabei bezeichnet  $C_\Sigma$  die Kapazität der Insel,  $C_G$  die kapazitive Kopplung zwischen der Insel und der Gate-Elektrode und  $e$  die Elementarladung. Mit  $\Delta\mu(\vec{M})$  ist folglich ein Beitrag ähnlich der Hintergrundladung  $Q_0$  zur effektiven Inselldung von

$$Q_M = C_G V_M(\vec{M}) \quad (3.54)$$

verbunden. Die in Abbildung 3.9 dargestellten Widerstandsoszillationen in Abhängigkeit von  $B_\varphi$  erinnern sowohl durch ihre Form als auch durch ihre Größe an die bekannten Coulomb-Oszillationen. Der  $\vec{M}$ -abhängige Beitrag zur Inselldung sollte sich folglich von Spitze zu Spitze um ca. eine Elementarladung ändern. Für  $\Delta Q_M \approx e$  folgt aus den Gleichungen 3.53 und 3.54, dass die relative Potentialverschiebung  $\Delta\mu(\vec{M})$  vergleichbar mit der Coulomb-Ladungsenergie der SET-Struktur ( $\Delta E_C = \frac{e^2}{C_\Sigma}$ ) ist. Theoretische Berechnungen auf Basis des Zener-Modells lassen für (Ga,Mn)As abhängig von der Mn-Dotierung und der Ladungsträgerdichte Werte von  $\Delta\mu(\vec{M}) \lesssim 3 \text{ meV}$  erwarten [43] (Abb. 3.9 b). Vergleicht man dies mit der Ladungsenergie der in [43] untersuchten Probe von  $\Delta E_C \approx 4 \text{ meV}$ , dann liegen beide Werte in einem ähnlichen Bereich, was als Bestätigung für die hier beschriebene Modellvorstellung gewertet wird [43].

Bernand-Mantel et al. [56] konnten eine ähnliche Abhängigkeit des Leitwerts an ihren SET-Strukturen feststellen, welche aus einer durch selbstorganisiertes Wachstum

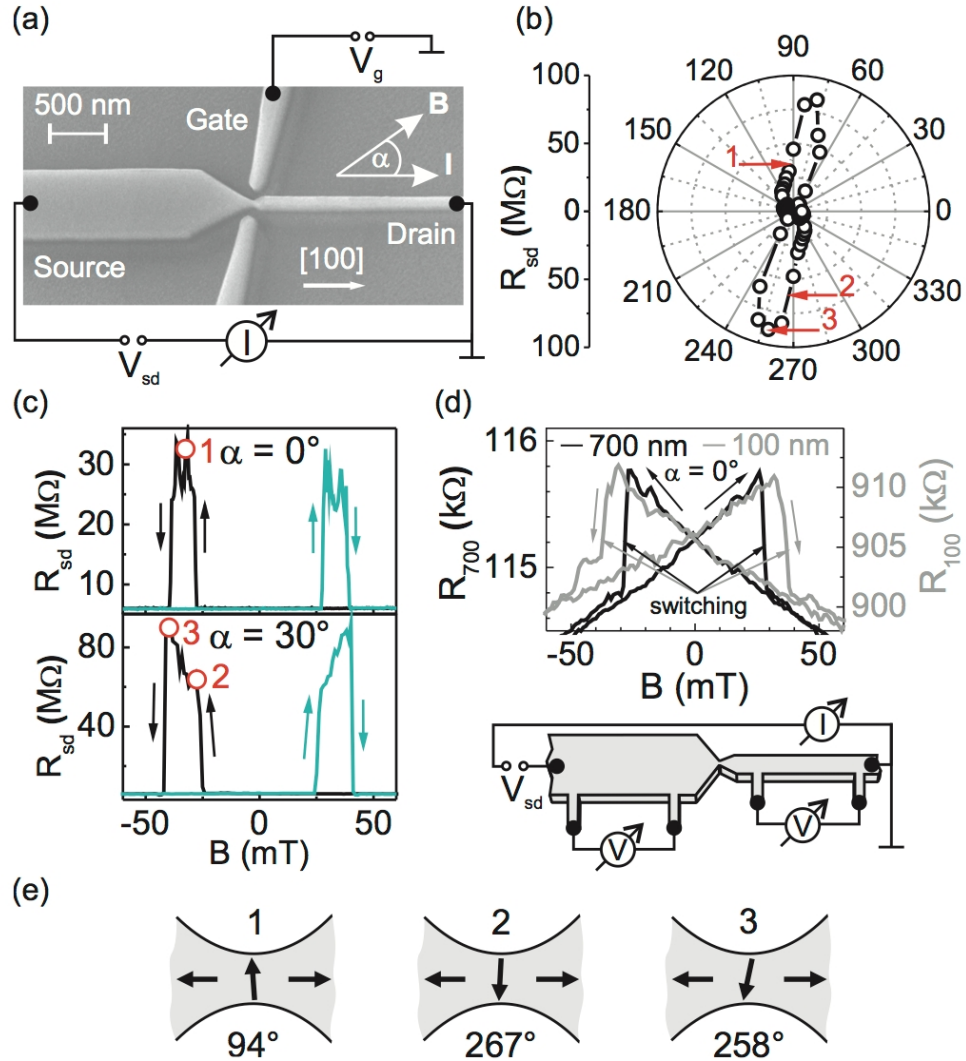
hergestellten Insel aus Gold und Zuleitungen aus Cobalt bestehen. Die Tunnelbarrieren zwischen den Zuleitungen und der Insel ergeben sich aus der  $Al_2O_3$ -Matrix, in die die selbstorganisiert gewachsenen Gold-Inseln eingebettet wurden. Die gemessenen IV-Kennlinien konnten im Rahmen der orthodoxen Theorie des Einzel-Elektronen-Transports beschrieben werden. Dabei ist es gelungen, die IV-Kennlinien für zwei verschiedene Magnetisierungsrichtungen mit nur einem Satz an Simulationsparametern alleine durch Anpassung der Hintergrundladung  $Q_0$  anzufitten, was die zuvor beschriebene Modellvorstellung bekräftigt.

### 3.5.3 Spin-valve-ähnlicher Magnetwiderstand

Betrachtet man den Verlauf des Widerstands eines ferromagnetischen SET in Abhängigkeit von  $B_r$ , dann können im Bereich kleiner Magnetfelder infolge der Ummagnetisierung der Probe teils sprunghafte und extrem große Magnetowiderstandseffekte beobachtet werden [36, 37, 39, 41, 43, 56]. Diese lassen sich den Erklärungen aus [37] und [136] folgend schlüssig im Bilde des zuvor beschriebenen CBAMR-Effekts beschreiben: Den Ausgangspunkt der Argumentation bildet eine ferromagnetische, lateral aufgebaute SET-Struktur (Abb. 3.10 a) aus (Ga,Mn)As. Die Source-Zuleitung ist im gezeigten Fall 700 nm breit, während die Drain-Zuleitung eine Breite von nur 100 nm aufweist. Dadurch ergeben sich für die beiden Zuleitungen, wie in Abb. 3.10 d) gezeigt, unterschiedliche Schaltfelder während der Ummagnetisierung der Probe, wobei hier ein uniaxiales, einstufiges Schalten der Magnetisierung angenommen wurde. Dies hat zur Folge, dass innerhalb eines kleinen Magnetfeldbereichs die Magnetisierung der beiden Zuleitungen entgegengesetzt, parallel orientiert ist. Im Bereich der Insel befindet sich deshalb eine  $180^\circ$ -Domänenwand, die zu Magnetisierungskonfigurationen, wie in Abb. 3.10 e) dargestellt, führt. Nach dem Schalten beider Zuleitungen verschwindet die Domänenwand, sodass die Magnetisierung in allen drei Bereichen des SET wieder näherungsweise parallel und in gleiche Richtung orientiert ist. Schlapps et al. ist es gelungen, den spin-valve-ähnlichen Verlauf des Widerstands im Bereich kleiner Magnetfelder (Abb. 3.10 c)) über die gezeigten Magnetisierungskonfigurationen mit dem Verlauf des Widerstands in Abhängigkeit der Magnetisierungsrichtung (Abb. 3.10 b)) zu verknüpfen, und so phänomenologisch einen direkten Zusammenhang zwischen dem spin-valve-ähnlichem Widerstandsverlauf und dem CBAMR-Effekt zu demonstrieren. Auf ähnliche Art und Weise wird auch in [56] argumentiert, wobei hier alleine die Magnetisierungsrichtung der ferromagnetischen Zuleitungen für den beobachteten spin-valve-ähnlichen Verlauf des Magnetwiderstands verantwortlich gemacht wird.

### 3.5.4 Erhöhter TMR-Effekt unter CB-Bedingung

Wie schon in Abschnitt 2.3.4 beschrieben, kann an ferromagnetischen Tunnelkontakten ein TMR-Effekt beobachtet werden. Auch ferromagnetische SET-Strukturen



**Abbildung 3.10** a) Elektronenmikroskopische Aufnahme der in [37] untersuchten SET-Struktur. b) Probenwiderstand ( $R_{sd}$ ) in Abhängigkeit von  $\vec{M}$ . Die Messung wurde bei einer Magnetfeldstärke von  $B_r = 300$  mT durchgeführt, um sicher zu stellen, dass  $\vec{B} || \vec{M}$  erfüllt ist. Die starke Abhängigkeit des  $R_{sd}$  von  $\vec{M}$  kann hier dem CBAMR-Effekt zugeordnet werden. c) Spin-Valve-ähnlicher Verlauf des  $R_{sd}$  im Bereich kleiner Magnetfelder für zwei verschiedene Magnetisierungsrichtungen. d) Bestimmung der Schaltfelder der beiden unterschiedlich breiten Zuleitungen. e) Schematische Darstellung der Magnetisierungskonfiguration der SET-Struktur für diskrete, in c) durch 1, 2, 3 markierte Magnetfeldwerte. Die gesamte Abbildung wurde aus [37] übernommen.

zeigen unter CB-Bedingungen einen ausgeprägten TMR-Effekt, der gegenüber dem an einem einfachen Tunnelkontakt gemessenen TMR-Effekt sogar größer ausfällt [135, 137]. Eine theoretische Erklärung dafür wurde von Takahashi und Maekawa gegeben [138], die das Cotunneling [139], einen Prozess zweiter Ordnung im Tunnelwiderstand, als Ursache für den gesteigerten TMR-Effekt identifizieren konnten. Das Cotunneling beschreibt einen Tunnelprozess, an dem zwei Ladungsträger beteiligt sind, wobei einer vom Source-Kontakt zur Insel und der andere von der Insel zum Drain-Kontakt tunnelt. Beide Tunnelereignisse finden dabei annähernd gleichzeitig statt, sodass die Insel nur über einen virtuellen Zwischenzustand geladen wird. Im Endzustand ist die Inselladung unverändert, es wurde jedoch insgesamt eine Elementarladung von Source nach Drain transportiert und dadurch die Energie aus der Differenz zwischen  $\mu_S$  und  $\mu_D$  gewonnen. Unter CB-Bedingung und unter Berücksichtigung des Cotunneling ist der Widerstand einer SET-Struktur  $R^{cot}$  proportional zum Produkt der Widerstände der beiden Tunnelkontakte  $R_S$  und  $R_D$  [138]. Unter der vereinfachenden Annahme, dass beide Tunnelkontakte den gleichen Widerstand  $R_T^\sigma$  aufweisen ist also  $R^{cot} \propto (R_T^\sigma)^2$ . Dabei gibt  $\sigma \in \{\uparrow\uparrow, \uparrow\downarrow\}$  die Magnetisierungs-konfiguration des Tunnelkontakts an. Im Gegensatz zum Cotunneling-Regime ist der Widerstand im Bereich des sequentiellen Tunnelns durch die Summe der beiden in Serie geschalteten Tunnelwiderstände charakterisiert, also  $R^{seq} \propto 2R_T^\sigma$ . Nach [11] kann der TMR-Effekt im Cotunneling-Regime deshalb durch folgenden Ausdruck beschrieben werden:

$$TMR_{cot} = \frac{R_{\uparrow\downarrow}^{cot} - R_{\uparrow\uparrow}^{cot}}{R_{\uparrow\uparrow}^{cot}} = \frac{(R_T^{\uparrow\downarrow})^2 - (R_T^{\uparrow\uparrow})^2}{(R_T^{\uparrow\uparrow})^2} = 2TMR_{seq} + TMR_{seq}^2 \quad (3.55)$$

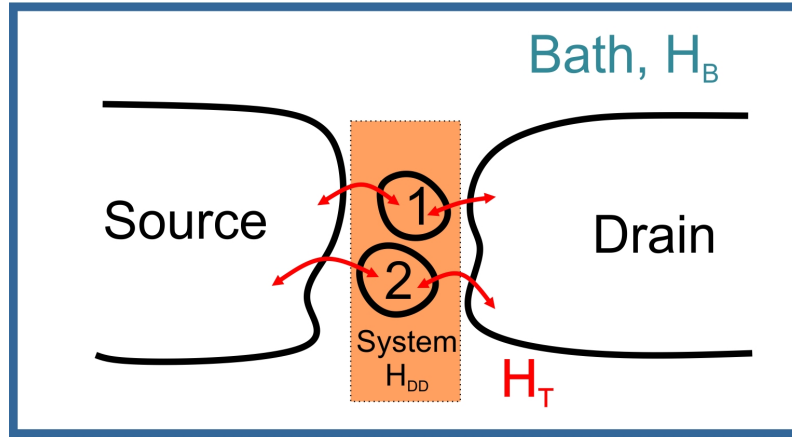
wobei

$$TMR_{seq} = \frac{R_{\uparrow\downarrow}^{seq} - R_{\uparrow\uparrow}^{seq}}{R_{\uparrow\uparrow}^{seq}} = \frac{R_T^{\uparrow\downarrow} - R_T^{\uparrow\uparrow}}{R_T^{\uparrow\uparrow}} \quad (3.56)$$

verwendet wurde, um den erhöhten TMR-Effekt im Cotunneling-Regime gegenüber dem Regime des sequentiellen Tunnelns direkt erkenntlich zu machen. Die Pfeile symbolisieren hier erneut die parallele und die antiparallele Magnetisierungskonfiguration von Tunnelkontakt (zwei Pfeile) bzw. SET (drei Pfeile). Im Fall des SET wären weitere Magnetisierungskonfigurationen möglich, die hier allerdings unberücksichtigt bleiben.

## 3.6 Das Double-Dot-Modell

Das orthodoxe Modell des Einzel-Elektronen-Transports geht von einer isolierten Insel zwischen zwei Zuleitungen (Source- und Drain-Kontakt) aus. Erweitert man das Modell auf zwei isolierte Inseln zwischen den Zuleitungen, dann bietet sich eine andere Herangehensweise an, welche explizit auf das Double-Dot (DD)-System eingeht und auch in der Lage ist, die Wechselwirkungen zwischen den beiden Inseln zu berücksichtigen. Der DD kann in der Regel durch wenige diskrete Energieniveaus



**Abbildung 3.11** Schematische Darstellung der DD-Struktur im Bilde des System-Bath-Modells.

beschrieben werden und besitzt deshalb nur eine geringe Anzahl an Freiheitsgraden. Dem gegenüber stehen die Zuleitungen mit einer annähernd unendlich großen Zahl an Freiheitsgraden. Diese Asymmetrie kann in Form des System-Bath-Modells sehr gut beschrieben werden. Dabei wechselwirkt das System (der DD) über eine schwache Tunnelkopplung mit seiner Umgebung (Zuleitungen, etc.), wobei die Umgebung als ein Bad im thermodynamischen Gleichgewicht aufgefasst werden kann. Abbildung 3.11 illustriert schematisch die zugrundeliegende Modellvorstellung. Der Hamiltonoperator zur Beschreibung des Modells kann als Summe von drei Operatoren dargestellt werden, die im Einzelnen das Bad ( $\hat{H}_B$ ), das System ( $\hat{H}_{DD}$ ) und die Tunnelkopplung ( $\hat{H}_T$ ) zwischen dem DD-System und den Zuleitungen repräsentieren:

$$\hat{H} = \hat{H}_B + \hat{H}_{DD} + \hat{H}_T \quad (3.57)$$

In den meisten Fällen sind nur die Eigenschaften des Systems von Interesse, deshalb wird hier auf die explizite Darstellung von  $\hat{H}_B$  und  $\hat{H}_T$  verzichtet, da sich hinter diesen Termen in erster Linie technische Details des Modells verbergen.

$\hat{H}_{DD}$  repräsentiert das DD-System, welches aus zwei Quantenpunkten (QP), einem linken ( $\alpha = L$ ) und einem rechten ( $\alpha = R$ ), besteht. Es wird angenommen, dass jeder Quantenpunkt  $\alpha$  nur ein Energieniveau  $\epsilon_\alpha$  besitzt, welches mit maximal zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin ( $\sigma = \uparrow$  oder  $\sigma = \downarrow$ ) besetzt werden kann. Für  $\hat{H}_{DD}$  wird folgende allgemeine Form gewählt:

$$\begin{aligned}
\hat{H}_{DD} = & \sum_{\substack{\alpha \in \{L, R\} \\ \sigma \in \{\uparrow, \downarrow\}}} \epsilon_{\alpha, \sigma} \hat{d}_{\alpha\sigma}^\dagger \hat{d}_{\alpha\sigma} \\
& + b \sum_{\sigma \in \{\uparrow, \downarrow\}} \left( \hat{d}_{L\sigma}^\dagger \hat{d}_{R\sigma} + \hat{d}_{R\sigma}^\dagger \hat{d}_{L\sigma} \right) \\
& + \sum_{\alpha \in \{L, R\}} U_\alpha \left( \hat{n}_{\alpha\uparrow} - \frac{1}{2} \right) \left( \hat{n}_{\alpha\downarrow} - \frac{1}{2} \right) \\
& + V (\hat{n}_{L\uparrow} + \hat{n}_{L\downarrow} - 1) (\hat{n}_{R\uparrow} + \hat{n}_{R\downarrow} - 1)
\end{aligned} \tag{3.58}$$

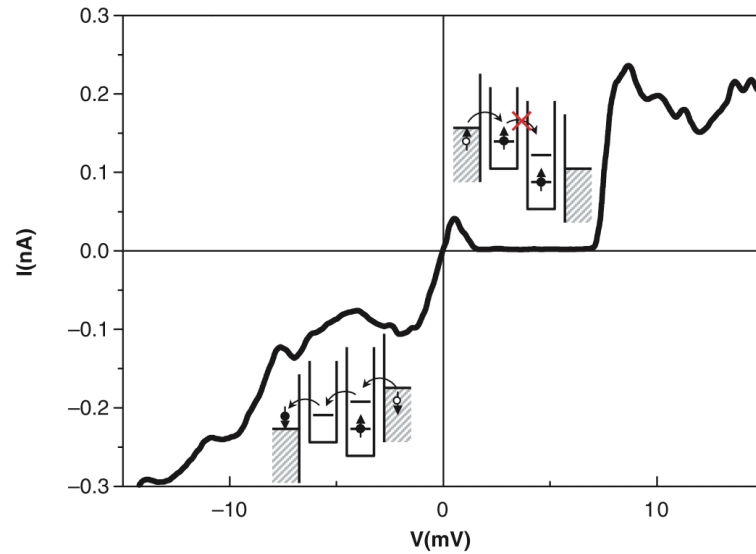
Hierbei stehen die Operatoren  $\hat{d}_{\alpha\sigma}^\dagger$  und  $\hat{d}_{\alpha\sigma}$  für die Erzeugung bzw. Vernichtung eines Elektrons mit Spin  $\sigma \in \{\uparrow, \downarrow\}$  auf QP  $\alpha$ . Die Operatoren  $\hat{n}_{\alpha, \sigma} = \hat{d}_{\alpha\sigma}^\dagger \hat{d}_{\alpha\sigma}$  geben die Zahl der Elektronen mit Spin  $\sigma$  auf QP  $\alpha$  zurück.  $\epsilon_{\alpha, \sigma}$  ist die Besetzungsenergie für ein Elektron mit Spin  $\sigma$  auf QP  $\alpha$ ;  $b$  beschreibt das Tunneln zwischen den beiden Quantenpunkten.  $U_\alpha$  repräsentiert die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Elektronen auf QP  $\alpha$ . Elektronen, die sich nicht auf dem selben QP befinden, können über die Coulomb-Wechselwirkung  $V$  miteinander interagieren. Die wesentliche Struktur des DD-Modells ergibt sich bereits aus dem ersten Term in Gleichung 3.58. Die übrigen Terme werden deshalb im Sinne einer einfacheren Diskussion im Folgenden vernachlässigt.

## Spin-Blockade

DD-Strukturen wurden bislang hauptsächlich in Form von Halbleiter-Heterostrukturen [60], Kohlenstoff-Nanoröhrchen [140] und Molekülen [12] realisiert. Die Austausch-Wechselwirkung zwischen den beiden Quantenpunkten führt dabei zu einer Aufspaltung der Ladungszustände in Singlet- und Triplet-Zustände mit Gesamtspin  $S = 0$  bzw.  $S = 1$ . Dadurch eignen sich DD-Systeme besonders gut dazu, den Einfluss von Spin-Phänomenen auf den Ladungstransport zu untersuchen. Das bekannteste Beispiel aus diesem Bereich ist die von Ono et al. beschriebene Pauli-Spin-Blockade, bei der der Transport durch das DD-System im Gegensatz zur CB nicht durch die Ladung, sondern durch den Spin der Elektronen blockiert ist [141]. Die Erklärung dafür kann anschaulich wie folgt zusammengefasst werden:

Man betrachte ein DD-System mit zwei in Serie angeordneten QP. Der Ladungstransport erfolgt in dieser Anordnung über eine Sequenz von Tunnelprozessen ausgehend vom Source-Kontakt über QP 1 und QP 2 zum Drain-Kontakt. Es sei zusätzlich angenommen, dass sich im betrachteten Ausgangszustand ein Elektron permanent auf QP 2 befindet. Für den Transport eines zweiten Elektrons über das DD-System muss zunächst die Coulomb-Ladungsenergie aufgebracht werden. Ist diese Hürde genommen, so kann das zweite Elektron vom Source-Kontakt zum QP 1 tunneln. Die energetische Aufspaltung zwischen Singlet- und Triplet-Zuständen darf wegen der schwachen Kopplung zwischen den beiden QP als sehr gering angenommen werden,

sodass die Singlet- und Triplet-Zustände mit annähernd gleicher Wahrscheinlichkeit besetzt werden können. Tunnelt das zweite Elektron in den Singlet-Zustand, dann ist der Gesamtspin des DD-Systems  $S = 0$ , sodass das Elektron von QP 1 zu QP 2 und schließlich zum Drain-Kontakt tunneln kann. Im Gegensatz dazu ist der Triplet-Zustand durch  $S = 1$  gekennzeichnet. Dies bedeutet, dass die beiden Elektronen in QP 1 und QP 2 die gleiche Spinorientierung aufweisen. Folglich kann das Elektron von QP 1 nicht zu QP 2 tunneln, da der Zustand von QP 2 nach dem Pauli-Prinzip nicht mit zwei Elektronen der gleichen Spinorientierung besetzt werden darf. Tunnelt das zweite Elektron in einen Triplet-Zustand, so ist der gesamte Ladungstransport durch das DD-System blockiert, da das Elektron von QP 1 weder zurück zum Source-Kontakt noch weiter zu QP 2 tunneln kann und ein Spinflip-Ereignis ebenfalls erst nach einer vergleichsweise langen Zeit zu erwarten ist. Betrachtet man den Transport durch den DD, dann muss nicht sofort einer der Triplet-Zustände besetzt werden, und es kann unter Umständen zunächst sequentieller Transport beobachtet werden. Mit der Dauer der Beobachtung wird es allerdings zunehmend wahrscheinlicher, dass ein Triplet-Zustand eingenommen wird, deshalb erscheint im DC-Regime, also bei Beobachtungszeiten, die verglichen mit der mittleren Dauer zwischen zwei Tunnelereignissen sehr lange sind, der Transport als quasi instantan blockiert.



**Abbildung 3.12** IV-Kennlinie eines DD-Systems mit Spin-Blockade für Bias-Spannungen im Bereich von 1-7 mV. Für negative Bias-Spannungen wird keine Spin-Blockade beobachtet. Die Lage der Ladungsniveaus und deren Besetzung wird schematische durch die beiden Insets illustriert. Die Abbildung wurde aus [141] adaptiert.

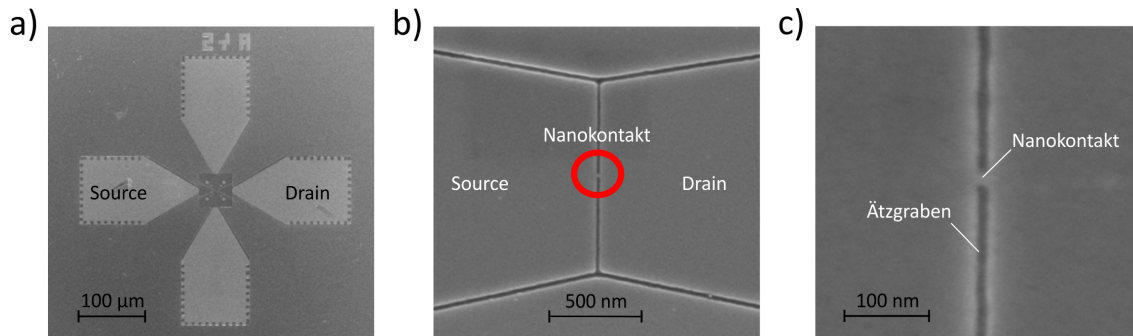
Abbildung 3.12 zeigt eine IV-Kennlinie für ein DD-System im zuvor beschriebenen Fall. Die Kennlinie zeigt für Bias-Spannungen im Bereich von  $V_b \approx (1 - 7)$  mV einen ausgeprägten Blockadebereich, der auf den Effekt der Spin-Blockade zurück geht. Für Bias-Spannungen in Rückwärtsrichtung findet sich dagegen kein Blockadebe-



reich, da in diesem Fall der Transport vom Drain-Kontakt über QP 2 und QP 1 zum Source-Kontakt abläuft. Aufgrund des Pauli-Prinzips können Elektronen vom Drain-Kontakt zu QP 2 ohnehin nur in den Singlet-Zustand tunneln, weshalb keine Blockadesituation entstehen kann.



## 4 Methoden der Probenherstellung

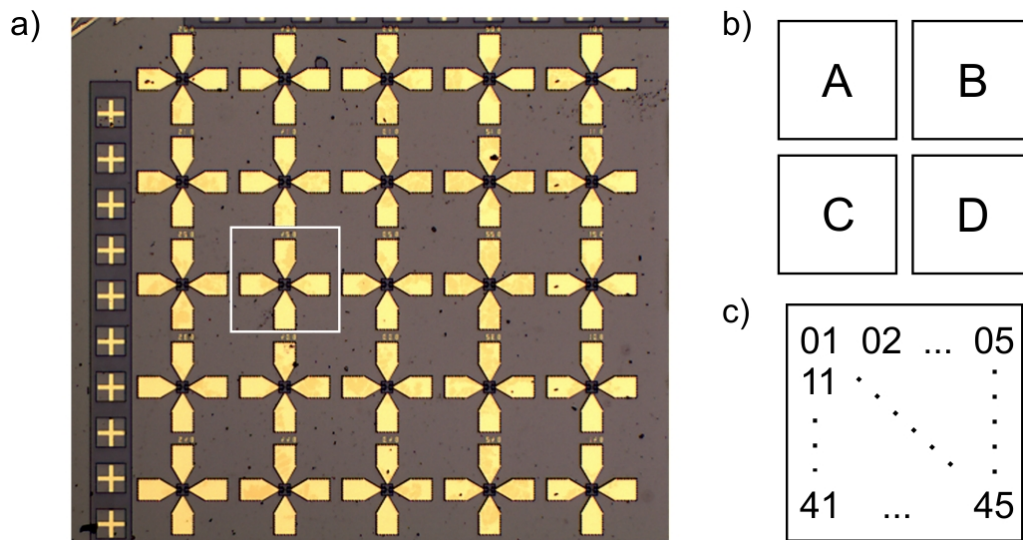


**Abbildung 4.1** Elektronenmikroskopische Aufnahmen einer Nanokontaktprobe in drei Vergrößerungsstufen: Bild **a)** zeigt die gesamte Probenstruktur im Überblick. Im Wesentlichen sind vier metallische Kontaktflächen sowie die Proben-ID am oberen Bildrand zu erkennen. Der Bereich der Nanostrukturierung befindet sich in der Mitte zwischen den Kontaktflächen, ist im Detail allerdings erst in den Bildern **b)** und **c)** zu erkennen. Die dunklen Linien (Ätzgräben) begrenzen den Strompfad und definieren dadurch den Nanokontakt.

Das folgende Kapitel beschreibt die Strukturierung von Nanokontakt (NC)-Proben ausgehend von einer 15 nm dicken (Ga,Mn)As-Schicht auf einem isolierenden GaAs-Wafer. Bevor die Aufmerksamkeit auf einzelne Prozessdetails der Nanostrukturierung gelenkt wird, lohnt sich der Blick auf eine fertige Probe. Damit können die folgenden Ausführungen besser eingeordnet und mit der konkreten Umsetzung in Verbindung gebracht werden. Abbildung 4.1 zeigt dazu elektronenmikroskopische Aufnahmen einer typischen Probe in verschiedenen Vergrößerungsstufen. Das Probandesign besteht im Wesentlichen aus zwei Kontaktflächen für Source und Drain, die über breite Zuleitungen zum Nanokontakt, dem Herzstück der Probe, führen. Zusätzlich sind in Teilbild a) zwei weitere Kontaktflächen zu sehen, die zum Kontaktieren von Sidegate- bzw. Topgate-Elektroden genutzt werden können. All diese Komponenten sind mehrere Mikrometer groß und führen deshalb aus lithographischer und prozesstechnischer Sicht nur selten zu Problemen. Die große Herausforderung besteht darin, den NC selbst bis an die lithographischen Grenzen zu miniaturisieren, und dabei gleichzeitig ausreichend präzise zu definieren.

Für eine bessere Vergleichbarkeit einzelner NC-Proben werden in einem Prozessdurchlauf gleichzeitig 100 Einzelproben auf einem  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  großen Waferstück bearbeitet. Sollten sich unbemerkte Prozessabweichungen im Transportverhalten nie-

derschlagen, so wären einerseits die Proben eines Waferstücks miteinander vergleichbar und andererseits müssten alle Einzelproben dieses Waferstücks eine ähnliche Abweichung gegenüber den Proben eines anderen Waferstücks zeigen. Die Prozessoptimierung sowie die Charakterisierung der NC-Proben kann sich dadurch auf Beobachtungen an vielen vergleichbaren Proben stützen. Abbildung 4.2 a) zeigt ein Viertel eines Waferstücks, auf dem sich 25 Einzelproben befinden. Eine der 25 Einzelstrukturen ist durch einen weißen Rahmen markiert und wurde bereits zuvor in Abb. 4.1 gezeigt.



**Abbildung 4.2 a)** Das Mikroskopbild zeigt ein Viertel einer Standardprobe nach der Nanostrukturierung. Im Bild sind 25 einzelne Nanostrukturen und deren Kontaktflächen zu sehen. Der weiße Rahmen markiert exemplarisch eine Einzelstruktur, wie in Abb. 4.1 gezeigt. Am linken Bildrand sind kreuzförmige Hilfsstrukturen aus verschiedenen Schritten der optischen Lithographie zu erkennen.

Die Teilbilder **b)** und **c)** illustrieren die Systematik der Probennummerierung, wobei b) die Aufteilung eines Wafer-Stücks in vier Segmente (A-D) und c) die Nummerierung der Einzelstrukturen innerhalb eines Segments darstellt.

### Systematik der Probennummerierung:

Die Probennummer einer einzelnen NC-Struktur setzt sich aus drei Teilen zusammen, die durch Unterstriche voneinander getrennt werden. Ein typisches Beispiel für die Bezeichnung einer Einzelprobe wäre C081203A\_S11\_B05. Der erste Teil besteht aus der Wafernummer des (Ga,Mn)As-Materials (C081203A), der zweite Teil bezeichnet das Waferstück (S11) und der dritte Teil schließlich die konkrete Einzelstruktur (B05). Wie in Abb. 4.2 b) und c) illustriert, wird jedes Waferstück nach der Fertigstellung in vier Segmente (A-D) zerteilt. Im Beispiel kann man aus der Nummer der Einzelstruktur zum einen ablesen auf welchem Probenviertel (B) sich

diese befindet und zum anderen um welche der 25 Strukturen es sich konkret handelt (05).

Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass alle Einzelstrukturen, die sich auf dem gleichen Waferstück befinden, zeitgleich prozessiert wurden. Eventuelle Prozessabweichungen haben sich in diesem Fall auf alle Einzelstrukturen gleichermaßen ausgewirkt, sodass zumindest eine gute Vergleichbarkeit der Einzelstrukturen eines Waferstücks gewährleistet ist. Die Einzelstrukturen eines Probenviertels werden auch nach der Fertigstellung nicht voneinander getrennt, d.h., alle nachträglichen Behandlungen der Probe werden wiederum für alle Einzelstrukturen eines Probenviertels gleichermaßen durchgeführt, sodass in diesem Fall wenigstens alle Einzelstrukturen eines Probenviertels miteinander vergleichbar bleiben.

Der folgende Abschnitt 4.1 gibt einen Überblick über den gesamten Prozessablauf, während Abschnitt 4.2 sich der Definition der Engstelle mit Methoden der Elektronenstrahlolithographie widmet.

## 4.1 Ablauf der Probenherstellung

### 4.1.1 Ausgangsmaterial

Das Ausgangsmaterial ist ein zwei Zoll großer GaAs-Wafer, auf dem mittels Molekularstrahlepitaxie im Anschluss an diverse Pufferschichten zur Gitteranpassung und Temperaturstabilisierung als oberste Schicht ein 15 nm dicker (Ga,Mn)As-Film gewachsen wurde. Die (Ga,Mn)As-Schicht weist einen Mn-Anteil von  $x \approx 6\%$  auf, was als entartete Dotierung des GaAs-Wirtskristalls aufgefasst werden kann. Alle darunter liegenden Schichten sowie der GaAs-Wafer selbst sind intrinsisch dotiert und zeigen ein semiisolierendes Verhalten. Deshalb darf angenommen werden, dass bei hinreichend tiefen Temperaturen die Eigenleitfähigkeit aller Schichten mit Ausnahme der (Ga,Mn)As-Schicht verschwindet und der gesamte Ladungstransport durch eben jene vonstatten geht. Ausgehend davon genügt es, die oberflächliche (Ga,Mn)As-Schicht zu bearbeiten und damit die Nanokontaktgeometrie aus Abb. 4.1 zu definieren.

Bevor der eigentliche Prozess der Probenstrukturierung beginnt, muss die Waferrückseite zuerst von eventuell vorhandenen Rückständen der Gallium-Paste gereinigt werden, mit der der GaAs-Wafer für die Molekularstrahlepitaxie auf den Waferhalter geklebt wurde. Dazu wird die gesamte Wafervorderseite mit einer ausreichend dicken Schicht Lack versehen, sodass die Waferoberfläche gegen mechanische und chemische Beschädigungen geschützt wird. Danach können die Galliumrückstände in einem 60 °C heißen Bad rauchender Salzsäure abgetragen werden, ohne dass die empfindliche (Ga,Mn)As-Schicht Schaden nimmt. Die Reinigung erfordert Prozesszeiten von 30-60 Minuten, je nach Menge der Rückstände. Ohne diesen Reinigungsschritt wäre die Waferrückseite nicht planar, sodass alle nachfolgenden Prozessschritte darunter

hinsichtlich Uniformität und Reproduzierbarkeit leiden würden. Im letzten vorbereitenden Arbeitsschritt wird der Wafer mit Hilfe eines Diamantritzers in  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  große Probenstücke zerteilt.

### 4.1.2 Reinigung

Das Ausgangsmaterial ist nach den vorbereitenden Arbeitsschritten noch mit der Lackschicht bedeckt, die die Probe ursprünglich gegen Beschädigungen schützen sollte. Bevor die Strukturierung der Probe beginnen kann, muss auch diese entfernt und die Probenoberfläche von Verunreinigungen aller Art befreit werden. Die in diesem Abschnitt beschriebenen Reinigungskonzepte beziehen sich auf allgemeine Erkenntnisse und Erfahrungswerte aus der GaAs-Prozesstechnik und können in entsprechender Fachliteratur nachgelesen werden. Als Beispiel sei das Buch „Fabrication of GaAs Devices“ von A.Baca und C.Ashby [96] genannt.

Zur Entfernung der Schutzlackschicht durchläuft die Probe folgende einfache Sequenz nasschemischer Reinigungsschritte (Standardreinigung):

1. Bad in Aceton (1. Becken) für 5 min mit Ultraschallunterstützung
2. Spülen in Aceton (2. Becken) für 1 min
3. Spülen in Isopropanol für 1 min
4. Trocknen unter Stickstoffgasfluss

Innerhalb der Reinigungssequenz übernimmt Aceton die Aufgabe, organische Verunreinigungen zu lösen. Die Reinigungswirkung kann durch zusätzliche thermische Anregung oder wie hier in Schritt 1 durch Ultraschallanregung erhöht werden. Anschließend wird die Probe in einem zweiten Becken mit frischem Aceton gespült. Das Aceton auf der Probe wird vor jedem Trocknen durch Isopropanol ersetzt, da Isopropanol beim Trocknen weniger Rückstände hinterlässt als Aceton. Eine saubere Probenoberfläche ohne Rückstände von Vorprozessen ist für die Reproduzierbarkeit vieler Prozessschritte eine Grundvoraussetzung. Deshalb findet sich die Standardreinigung in dieser oder einer leicht abgeänderten Form an vielen Stellen im gesamten Prozess wieder.

### Alternative Reinigungskonzepte

In einer abgewandelten Form der Standardreinigungssequenz kann vor den beiden Aceton-Schritten ein Bad in Dimethylsulfoxid (DMSO) oder N-Methyl-2-Pyrrolidon (NMP) eingefügt werden. Beide Substanzen lösen insbesondere leicht polymerisierte Lackrückstände, wie sie zum Beispiel nach Plasmaprozessen häufig vorkommen, besser ab. Ist eine rückstandsfreie Trocknung besonders wichtig, so lässt sich die Reinigungssequenz durch ein zusätzliches Bad in Methanol als letzten Schritt vor

dem Trocknen erweitern. Ionische Verunreinigungen können zum Beispiel durch Spülen mit deionisiertem Reinstwasser oder mit Ammoniumhydroxid ( $\text{NH}_4\text{OH}$ ) reduziert werden [96].

Eine weitere gebräuchliche Reinigungsmethode hat sich im Fall von schlecht löslichen Verunreinigungen bewährt. Sie wird auch dann eingesetzt, wenn eine besonders gründliche Reinigung notwendig ist. Die Methode beruht darauf, selektiv einen Teil der Probenoberfläche nasschemisch abzutragen. Dabei werden mögliche Verunreinigungen unterätzt und so von der Probenoberfläche entfernt. Im Falle von GaAs bzw. (Ga,Mn)As wird dazu die natürliche Oxidschicht abgetragen. Dies kann sowohl mit Hilfe von Säuren als auch durch Basen geschehen. Gebräuchliche Chemikalien sind Salzsäure ( $\text{HCl}$ ), Zitronensäure ( $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$ ), Phosphorsäure ( $\text{H}_3\text{PO}_4$ ) und Ammoniumhydroxid ( $\text{NH}_4\text{OH}$ ). Weniger gebräuchlich ist Natronlauge ( $\text{NaOH}$ ) weil diese durch ihre  $\text{Na}^+$ -Ionen selbst eine Quelle für Verunreinigungen darstellt. Wird die Probe nach einer solchen Reinigung der normalen sauerstoffhaltigen Laborumgebung ausgesetzt, so bildet sich erneut eine natürliche Oxidschicht aus, wodurch die effektive Schichtdicke der Probe reduziert wird. Es versteht sich von selbst, dass diese Art der Reinigung bei einer nur 15 nm dicken (Ga,Mn)As-Schicht nicht unbedacht eingesetzt werden darf.

Organische Verunreinigungen können alternativ zu den nasschemischen Reinigungsmethoden sehr effektiv mit Hilfe eines reaktiven Sauerstoffplasmas trockenchemisch entfernt werden. Plasmaprozesse bergen allerdings die Gefahr von Kristallschädigung durch hochenergetische Ionen und können die Probe zusätzlich einer thermischen Belastung aussetzen. Die oben vorgestellte Standardreinigungssequenz verzichtet bewusst auf Prozessschritte, welche die (Ga,Mn)As-Schicht anätzen, deren natürliche Oxidschicht entfernen oder sie anderweitig schädigen könnten. In einzelnen Prozessschritten werden allerdings auch einige der hier beschriebenen alternativen Reinigungsmethoden eingesetzt. Weitere Details dazu befinden sich im Anhang A.1.

### 4.1.3 Metallische Kontaktflächen

Die Strukturierung der Proben beginnt mit der Abscheidung metallischer Kontaktflächen auf der (Ga,Mn)As-Schicht. Dazu wird auf die frisch gereinigte Probe eine Schicht Fotolack im Spincoating-Verfahren aufgebracht. Die Form der Kontaktflächen wird mittels optischer Lithographie von einer Maske auf die Lackschicht übertragen. Dabei wird der Lack an den belichteten Stellen chemisch so verändert, dass er sich durch einen geeigneten Entwickler selektiv entfernen lässt. Der verwendete Entwickler basiert im konkreten Fall auf Natronlauge, die nicht nur den belichteten Fotolack, sondern auch die darunter liegende natürliche Oxidschicht auf den Kontaktflächen entfernt. Damit ist sichergestellt, dass sich nach dem Entwickeln der Probe keine Lackrückstände auf den Kontaktflächen befinden. Der Rest der Probe bleibt mit einer Lackmaske bedeckt. Es folgt die Abscheidung der metallischen Kontaktmaterialien Titan (10 nm) und Gold (90 nm) in einer Beschichtungsanlage

unter Hochvakuumbedingungen. Die verdampften Metalle können sich nur an den freien Flächen der Lackmaske direkt auf der Probe niederschlagen; überall sonst bleiben sie auf der Lackmaske haften. Anschließend wird im Lift-Off-Verfahren die Lackmaske zusammen mit dem sich darauf befindlichen Kontaktmaterial in einem Aceton-Bad entfernt. Die Probe ist danach nur an den definierten Kontaktflächen mit der Ti/Au-Metallisierung versehen.

Für elektrische Transportuntersuchungen ist es sehr wichtig, dass ein niederohmiger, ohmscher Kontakt über die metallischen Kontaktflächen zur Probe gewährleistet ist. Beim Kontaktieren von Halbleitern ist dies jedoch nicht immer erfüllt. Wegen der stark unterschiedlichen Ladungsträgerdichten von Metall und Halbleiter kann sich an der Kontaktstelle eine hochohmige, nichtlineare Barriere ausbilden, deren Verhalten dem einer pn-Diode ähnelt. Das Phänomen ist als Schottky-Barriere bzw. Schottky-Diode bekannt und tritt infolge der Bandverbiegung auf der Kontaktseite des Halbleiters auf. (Ga,Mn)As weist als entartet dotierter Halbleiter selbst bei tiefsten Temperaturen in der Regel metallischen Charakter auf. Die Ladungsträgerdichte des in dieser Arbeit untersuchten Materials liegt in der Größenordnung von  $n \approx 3,5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Die sehr hohe Dotierung hält die Breite der Schottky-Barriere klein [142] und den Tunnelstrom durch selbige hoch. Dies hat einen niederohmigen, ohmschen Kontakt zwischen Metall und Halbleiter zur Folge. Die Wahl des Kontaktmaterials ist in diesem Fall unkritisch. Diese Einschätzung ändert sich allerdings, für (Ga,Mn)As-Materialien mit geringer Mn-Dotierung im Bereich des Metall-Isolator-Übergangs.

Zusammen mit den Kontaktflächen werden Positionsmarkierungen aufgebracht, die für alle weiteren Lithographieschritte als relative Koordinatenbezugspunkte dienen. Die Genauigkeit der relativen Positionsbestimmung kann im Folgenden durch zusätzliche mit Hilfe von Elektronenstrahlolithographie präzise definierte Markierungen verbessert werden.

#### 4.1.4 Nanokontakt

Das Herzstück des Probendesigns bildet der Nanokontakt (NC) zwischen den beiden Zuleitungen. Sowohl die Zuleitungen als auch der NC selbst werden durch eine zweistufige Elektronenstrahlolithographie (ESL) definiert und anschließend im Trenchisolation-Verfahren auf die (Ga,Mn)As-Schicht übertragen. Ausgehend von einer ausgedehnten (Ga,Mn)As-Schicht werden dabei nur die Konturen der NC-Struktur in Form von Ätzgräben auf die (Ga,Mn)As-Schicht übertragen. Diese trennen die NC-Struktur vom Rest der Probe elektrisch ab und sorgen dadurch für eine effektive Stromführung. Ein Vorteil dieser Methode gegenüber dem vollständigen Entfernen der (Ga,Mn)As-Schicht von allen nicht benötigten Bereichen ist die kürzere Belichtungszeit während der ESL, da nur die vergleichsweise kleinen Flächen der Isolationsgräben belichtet werden müssen. Viel entscheidender sind allerdings die Nachteile, die aus einer großflächigen Belichtung für die Definition des Nanokontakts



entstehen würden. Worin die Nachteile konkret bestehen sowie weitere Überlegungen die lithographische Definition des NC betreffend werden im weiteren Verlauf in Abschnitt 4.2 im Detail diskutiert. Alle prozessrelevanten Parameter finden sich zudem in Anhang A.1.

Es hat sich gezeigt, dass die Lackmaske aufgrund der speziellen Prozessführung während der üblichen Reinigungssequenz nicht vollständig entfernt wird. Eine zusätzliche Behandlung mit DMSO oder NMP reduziert zwar die Lackreste, aber erst eine Behandlung mit reaktivem Sauerstoffplasma entfernt die Rückstände restlos.

#### 4.1.5 Zuleitungen

Im vorangegangenen Prozessblock wurde nur eine  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$  große Fläche bearbeitet, da die für eine ESL-Belichtung benötigte Zeit mit der Belichtungsfläche rasch zunimmt. Die unkritischeren, weiter außen liegenden Bereiche der Struktur werden nun durch optische Lithographie und erneutes Ionenstrahlätzen definiert. Damit ist der NC samt Zuleitungen im Prinzip vollständig strukturiert und kann im Rahmen eines ersten Funktionstests geprüft werden. Bei positivem Funktionstest werden von allen NC auf der Probe mehrere Bilder zur Dokumentation mit einem Rasterelektronenmikroskop aufgenommen, da das im nachfolgenden Schritt aufgebrachte Topgate den NC unter sich begräbt.

#### 4.1.6 Topgate

Das Topgate besteht aus einer Isolatorschicht (Dielektrikum) und einer darüber liegenden Ti/Au-Metallisierung. Zuerst wird als Dielektrikum Aluminiumoxid ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) ganzflächig ohne Lackmaske auf der Probe im Atomic-Layer-Deposition (ALD)-Verfahren gewachsen. Das Wachstum des Dielektrikums hängt entscheidend von der Beschaffenheit der Oberfläche ab, auf der es aufgebracht wird. Es versteht sich von selbst, dass davor Verunreinigungen jeglicher Art durch eine sorgfältige Reinigung entfernt werden müssen. Verunreinigungen durch Metallionen sind bei diesem Prozessschritt besonders kritisch, da sie Quellen für elektrisch aktive Störstellen an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Dielektrikum darstellen können. Deshalb wird die Probe nach der Reinigung ausgiebig mit deionisiertem Reinstwasser gespült, wodurch die Zahl der ionischen Verunreinigungen reduziert werden soll. Effektiver wäre eine Behandlung mit einer Ammoniumhydroxid-Lösung ( $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O} = 1 : 20$ ) [96]. Diese hätte allerdings zur Folge, dass die natürliche Oxidschicht auf der (Ga,Mn)As-Oberfläche entfernt werden würde. Da der Kontakt zu Sauerstoff aus der Laborumgebung unvermeidlich ist, würde sich erneut eine natürliche Oxidschicht an der Probenoberfläche ausbilden und dadurch die effektive (Ga,Mn)As-Schichtdicke sowie die Breite des NC reduzieren. Nach der Nanostrukturierung reagiert die NC-Probe auf eine solche Behandlung besonders sensibel, sodass die NC-Probe dabei leicht zerstört werden kann. Aus diesem Grund wurde auf eine Behandlung mit einer

Amoniumhydroxid-Lösung verzichtet, sie könnte allerdings, wenn sie schon bei der lithographischen Definition des NC bedacht wird, möglicherweise eine entscheidende Prozessverbesserung darstellen.

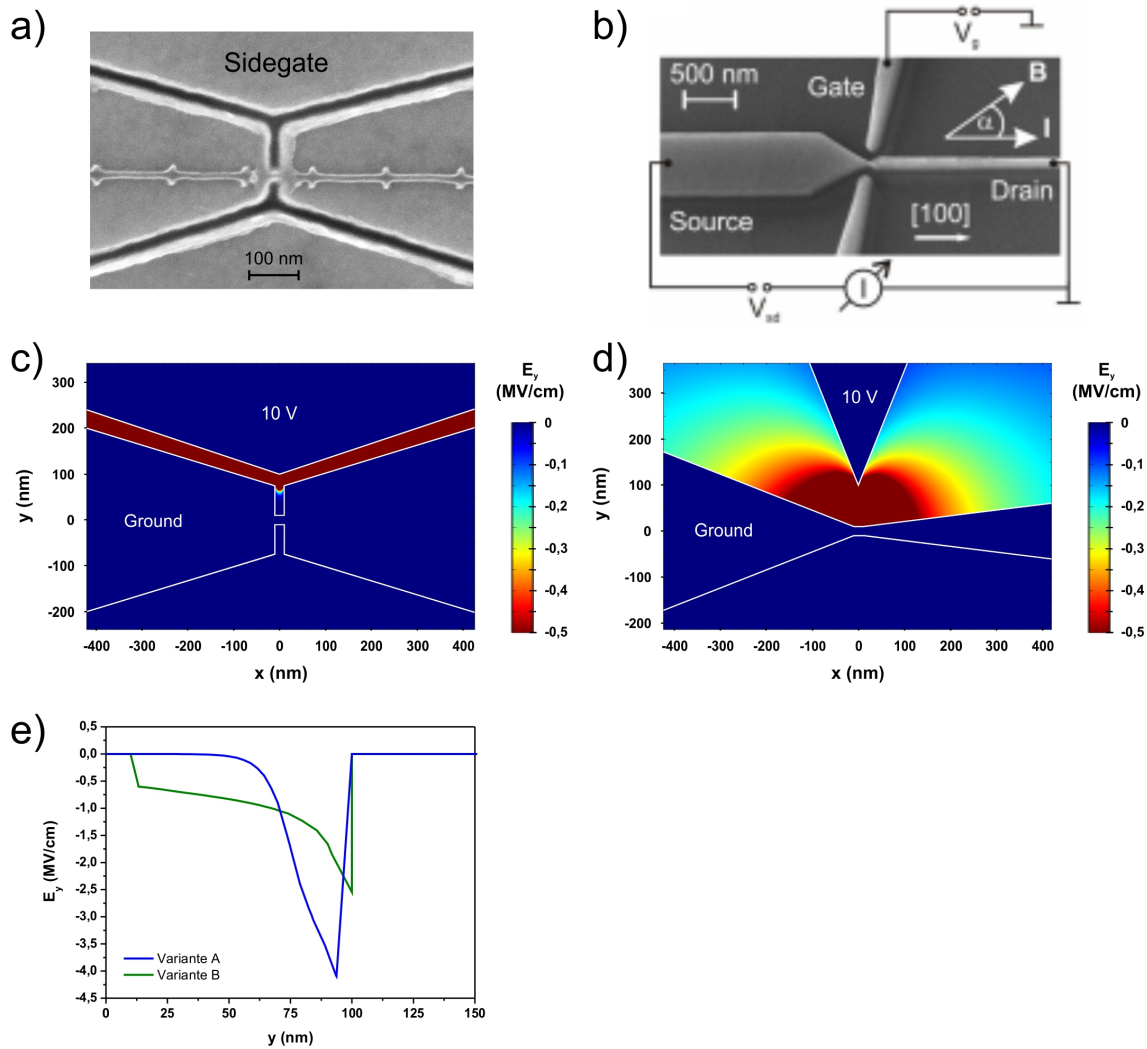
Der Prozessblock wird durch zwei weitere optische Lithographieschritte abgeschlossen. Im ersten wird eine Lackmaske analog zu Abschnitt 4.1.3 zum Aufbringen der Ti/Au-Metallisierung für die Gate-Elektrode hergestellt. Nach Lift-Off und Reinigung der Probe folgt der zweite Schritt: Wie zuvor bereits erwähnt wurde, wurde für das Topgate das Dielektrikum ganzflächig auf der Probe abgeschieden und bedeckt deshalb auch die Kontaktflächen der beiden Zuleitungen. Für einen sicheren Kontakt zur Probe muss das Dielektrikum wieder von den Kontaktflächen entfernt werden. Zu diesem Zweck wird eine weitere Lackmaske definiert, um das Dielektrikum in einem trockenchemischen Ätzprozess gezielt von den Kontaktflächen zu entfernen.

### Alternatives Sidegate

Eine einfachere Alternative zum Topgate wäre ein seitlich angebrachter, rein kapazitiv koppelnder metallischer Kontakt (Sidegate). Legt man eine Spannung ( $V_G$ ) relativ zur Nanokontaktstruktur an diesem Kontakt an, so ergibt sich daraus ein elektrisches Feld ( $E$ ), welches auf den NC einwirkt. Bei experimentellen Transportuntersuchungen konnte allerdings im Gegensatz zu den Arbeiten aus [43] und [37] kein merklicher Einfluss von  $V_G$  auf die Charakteristik der NC-Probe festgestellt werden. Dieses Verhalten lässt sich wie im Folgenden diskutiert durch das spezielle Probendesign der NC-Struktur erklären. Abbildung 4.3 a) zeigt das Design einer NC-Probe mit Sidegate (Variante A), Teilbild b) zeigt zum Vergleich ein Bild der Probe, die in [37] untersucht wurde (Variante B). Die Teilbilder c) und d) illustrieren den räumlichen Verlauf des elektrischen Feldes nach einer mit COMSOL Multiphysics durchgeführten Simulation für beide Designvarianten. Es ist gut zu erkennen, dass sich für Variante A das elektrische Feld im Bereich zwischen dem Gate-Kontakt und den Zuleitungskontakten konzentriert, allerdings kaum in den engen Spalt zwischen den Zuleitungskontakten hin zum NC eindringt. Variante B ist durch ein offenes Design gekennzeichnet, weshalb sich das elektrische Feld problemlos bis hin zur Engstelle ausbreiten kann. Abb. 4.3 e) zeigt zusätzlich den direkten Vergleich der elektrischen Feldstärke für beide Varianten entlang einer Linie, die am NC beginnt und bis zum Gate-Kontakt führt. Für das NC-Design scheidet folglich ein Sidegate als Alternative zum Topgate aus.

### 4.1.7 Fertigstellung

Nach der Strukturierung wird die Probe in vier Segmente mit jeweils 24 Nanostrukturen und einer Referenzprobe zerteilt. Die Probenviertel werden jeweils in einen zwanzigpoligen Chipcarrier eingeklebt. Die Kontakte von ausgewählten Nanostrukturen werden durch dünne Golddrähte mit den Kontakten des Chipcarriers



**Abbildung 4.3** Simulation des elektrischen Feldes in Sidegate-Geometrie: Die Teilbilder **a)** und **b)** zeigen rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen von zwei verschiedenen Probendesigns. Teilbild **a)** zeigt das in dieser Arbeit verwendete NC-Design, während Teilbild **b)** ein alternatives Design aus [37] illustriert. Die Teilbilder **c)** und **d)** zeigen den Verlauf des simulierten elektrischen Feldes  $E_y$  in y-Richtung für die beiden Varianten aus **a)** und **b)**. Teilbild **e)** zeigt  $E_y$  entlang  $x = 0$  nm.

verbunden, sodass die Probe an einem standardisierten Messaufbau untersucht werden kann. Ab diesem Moment ist die Probe elektrisch leitend mit der Umgebung verbunden und deshalb besonders anfällig für Beschädigung durch elektrostatische Entladungen. Die Schäden infolge einer solchen Entladung sind in den meisten Fällen zwar optisch nicht zu erkennen, sie führen aber dazu, dass betroffene NC-Proben anschließend ein stark isolierendes Verhalten zeigen und damit unbrauchbar sind.

## 4.2 Nanostrukturierung mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie

Im Bereich der industriellen Halbleiterfertigung sind Lithographieverfahren unersetzlich. Die optische Lithographie hat sich dabei sicherlich die größten Ehren verdient. Die letzten Jahrzehnte haben gezeigt, dass sich damit immer kleinere und enger beieinander liegende Strukturen abbilden lassen. Die kleinsten Strukturgrößen von Transistoren der aktuellen Prozessorgeneration (Intel Core i3/i5/i7) werden laut Intel Technology Roadmap (Stand 2012) mit 22 nm angegeben. Der technische Aufwand dafür ist enorm, trotzdem ist die optische Lithographie nach wie vor das Mittel der Wahl, weil es eine parallele Belichtung von sehr vielen Bauteilen in einem Arbeitsschritt zulässt. Im Bereich der Grundlagenforschung spielt die optische Lithographie im Sub-Mikrometer-Bereich meist nur eine geringe Rolle, da nicht die Massenproduktion sondern die Fertigung von einzelnen Prototypen im Fokus steht. Hier sind Techniken wie das Nanoimprint-Verfahren [143] und vor allem die Elektronenstrahlolithographie (ESL) weit verbreitet. Das Auflösungsvermögen der ESL liegt im Bereich von ca. 10 nm und ist damit der optischen Lithographie noch leicht überlegen. Der größte Nachteil der ESL gegenüber optischer und Nanoimprintlithographie sind die vergleichsweise langen Prozesszeiten aufgrund der seriellen Belichtung.

Wie so oft, verbirgt sich hinter dem vermeintlichen Nachteil der seriellen Belichtung auch die große Stärke der Elektronenstrahlolithographie. Die Belichtung einer Fläche durch den Elektronenstrahl erfolgt direkt Punkt für Punkt, gesteuert durch eine spezielle Lithographiesoftware. Für die Belichtung ist deshalb keine Maske notwendig. Die Strukturen müssen lediglich in der Lithographiesoftware definiert werden. Dadurch ist die ESL sehr flexibel. Änderungen im Probenlayout können direkt per Software umgesetzt werden. Arbeiten mit Graphen, Kohlenstoffnanoröhren, Nanodrähten und anderen Probenmaterialien, die nicht großflächig vorliegen, sondern statistisch auf einem Trägermaterial verteilt sind, wären ohne die Flexibilität der ESL kaum möglich, da in diesen Fällen das Maskenlayout für jede Probe individuell angepasst werden muss. Die serielle „Punkt für Punkt Belichtung“ ermöglicht es zudem, im Prinzip jeden Punkt oder zumindest verschiedene Teilflächen mit einer individuellen Belichtungsdosis zu versehen. Dadurch können alle Bereiche der Probe in einem Arbeitsschritt mit der optimalen Dosis belichtet werden.

Für industrielle Anwendungen, insbesondere bei der Fertigung von optischen Masken, werden spezielle Elektronenstrahlschreiber verwendet. Im Bereich der Grundlagenforschung werden dagegen meist modifizierte Rasterelektronenmikroskope eingesetzt, die sowohl für mikroskopische als auch lithographische Anwendungen genutzt werden können. Die Modifikation erfolgt dabei in der Regel vom Hersteller oder durch einen Drittanbieter. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Zeiss Supra 35 Rasterelektronenmikroskop (REM) verwendet. Der externe Patterngenerator sowie die entsprechende Lithographiesoftware wurden vom Drittanbieter Nanonic entwickelt.

Die ESL arbeitet nach dem gleichen Funktionsprinzip wie die optische Lithographie: Die Probe wird mit einer Lackschicht versehen, aus der durch Belichten und Entwickeln eine Maske hergestellt wird. Mit Hilfe der Lackmaske wird anschließend der eigentliche Strukturübertrag auf die Probe vorgenommen. Im Folgenden wird zunächst im Detail auf die Herstellung der Lackmaske für die NC-Struktur eingegangen. Am Ende des Kapitels wird der Strukturübertrag von der Lackmaske auf die Probe durch verschiedene Ätztechniken diskutiert.

### 4.2.1 Elektronenstrahlempfindliche Lacke

Für die Elektronenstrahlbelichtung stehen verschiedene Lacksysteme zur Verfügung. Es gibt positiv arbeitende einkomponentige Polymerlacke auf Basis von Polymethylmethacrylaten (PMMA) [144] bzw. Copolymeren sowie Mehrkomponentenlacke ähnlich den Lacken, die in der optischen Lithographie Verwendung finden. Einige der Mehrkomponentenlacke können sowohl optisch mit UV-Licht als auch per Elektronenstrahl belichtet werden und eignen sich deshalb für kombinierte Prozesse. Die mehrkomponentigen Lacke gibt es als positiv und negativ arbeitende Varianten. Des Weiteren gibt es negativ arbeitende HSQ-Lacke auf Basis von Hydrogensilsesquioxanen [145], die mit einem Auflösungsvermögen unter 10 nm als besonders hochauflösend gelten, sowie die ebenfalls negativ arbeitenden Lacke auf Calixaren Basis [146, 147]. Die mehrkomponentigen Lacke haben verglichen mit PMMA, HSQ und Calixaren ein etwas geringeres Auflösungsvermögen und sind auch wegen ihrer Lichtempfindlichkeit sowohl während der Prozessierung als auch während der Lagerung komplizierter zu handhaben. Auf Calixaren basierende Lacke sind wenig verbreitet und nur als negativ Lacke bekannt. Auf HSQ basierende Lacke sind ebenfalls reine negativ Lacke. Sie sind unter normalen Laborbedingungen (20 °C, 50 % Luftfeuchtigkeit) nur wenige Tage haltbar. Für reproduzierbare Belichtungsergebnisse muss der Lack deshalb häufig erneuert werden, was aufwendig und teuer ist. Aus diesen Gründen werden hauptsächlich PMMA-Lacke eingesetzt, da diese als hochauflösende positiv wie negativ arbeitende Lacke [148] verwendet werden können und verglichen mit den Alternativen unkompliziert in Handhabung und Lagerung sind. PMMA kann in verschiedenen Molekulargewichten und in variablen Feststoffkonzentrationen bezogen werden. Die Herstellung individueller Verdünnungen ist ebenfalls problemlos möglich, sodass sowohl die Empfindlichkeit als auch die Lackschichtdicke

in einem weiten Bereich variiert werden kann. Nicht zuletzt deshalb wurden für die Nanostrukturierung in dieser Arbeit ausschließlich PMMA-Lacke gelöst verwendet.

### 4.2.2 Positiv- und Negativ-Belichtung

Stark vereinfacht können die Prozesse, die während der Elektronenstrahlbelichtung im PMMA-Lack ablaufen, als Depolymerisation und Repolymerisation beschreiben werden. Ersteres beschreibt das Aufbrechen von chemischen Bindungen innerhalb einer Polymerkette, letzteres die Neubildung von chemischen Bindungen zwischen verschiedenen Polymerketten, sodass sogar größere Moleküle entstehen können, als ursprünglich vorhanden waren. Die notwendige Energie für beide Prozesse wird durch den Elektronenstrahl in den Lack eingebracht. Für normale Belichtungs Dosen von ca.  $200 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  überwiegt die Depolymerisation. Wird der Lack allerdings mit einer ca. 30 mal höheren Dosis belichtet, dann kann die durch den Elektronenstrahl eingebrachte thermische Anregung nicht mehr schnell genug abgeführt werden. Die Probe wird dadurch lokal erhitzt, sodass die thermisch aktivierte Repolymerisation überwiegt [148].

Die Löslichkeit der PMMA-Moleküle im Entwickler hängt stark von der Größe der Polymerketten ab. Überwiegt die Depolymerisation, so finden sich im belichteten Lack hauptsächlich kurze Polymerstücke. Der belichtete Lack kann in diesem Fall selektiv durch den Entwickler gelöst werden, der unbelichtete bleibt auf der Probe zurück. In Analogie zur optischen Lithographie bezeichnet man diesen Fall als Positiv-Belichtung. Eine Negativ-Belichtung liegt vor, wenn die Repolymerisation überwiegt. In diesem Fall wird der belichtete Lack zu einer stark vernetzten Struktur verschmolzen. Diese kann im Gegensatz zum unbelichteten Lack selbst durch sehr gute organische Lösungsmittel wie Aceton oder DMSO nicht mehr von der Probe entfernt werden. Im Negativ-Verfahren kann deshalb Aceton als Entwickler dienen, da es sowohl den normal als auch den unbelichteten Lack von der Probe löst und nur die thermisch vernetzten PMMA-Strukturen zurück lässt. Beide Belichtungsverfahren können mit dem gleichen PMMA-Lack durchgeführt werden.

### 4.2.3 Der Proximity-Effekt

Der Elektronenstrahl kann in modernen Raster-Elektronen-Mikroskopen auf eine Kreisfläche mit einem Durchmesser von weniger als einem Nanometer fokussiert werden. Während der Belichtung wird der fokussierte Strahl rasterförmig über die zu belichtenden Flächen geführt. Zwischen je zwei Belichtungspunkten wird der Strahl ausgetastet, sodass die gewünschte Belichtungs dosis nur an den definierten Rasterpunkten deponiert wird. Dort wechselwirkt der Elektronenstrahl mit der Lack-schicht. Dabei wird einerseits der Lack belichtet, andererseits erfährt der Elektronenstrahl durch Streuereignisse beim Durchqueren der Lackschicht eine Aufweitung,

sodass die Querschnittsfläche des Elektronenstrahls geringfügig zunimmt. Den Großteil ihrer kinetischen Energie verlieren die Primärelektronen allerdings erst innerhalb der Probe bei zahlreichen Streueignissen, wodurch eine Kaskade an niederenergetischen Sekundärelektronen ausgelöst wird. Ein Teil der Sekundärelektronen wird dabei zurück in Richtung Probenoberfläche gestreut. Die Fläche, innerhalb der rückgestreute Elektronen aus der Probenoberfläche austreten und den Lack zusätzlich belichten, ist wegen der statistischen Streuprozesse innerhalb der Probe viel größer als die Eintrittsfläche des Primärelektronenstrahls. Der Primärelektronenstrahl bewirkt folglich durch Sekundärelektronen eine Belichtung auch in der näheren Umgebung des Eintrittortes. Dieses Verhalten ist in der ESL als Proximity-Effekt [149] bekannt. Das Wechselwirkungsvolumen der Primärelektronen mit der Probe kann anhand von Monte-Carlo Simulationen veranschaulicht und detailliert untersucht werden [150].

Die Dosis, mit der die Lackschicht belichtet wird, setzt sich demnach aus zwei Teilen zusammen, nämlich dem direkten Anteil des Primärelektronenstrahls sowie dem indirekten Anteil durch die Proximity-Belichtung. Dabei konzentriert sich die Belichtungs-dosis durch den Primärelektronenstrahl innerhalb eines kleinen Bereichs um den Belichtungspunkt herum. Die Dosis durch die Sekundärelektronen verteilt sich auf einer vielfach größeren Fläche. Beide Beiträge können näherungsweise als gaußverteilt angenommen werden. Damit lässt sich die Belichtungsintensitätsverteilung als Funktion des Abstandes ( $r$ ) vom Mittelpunkt des Primärelektronenstrahls durch die sogenannte Proximity-Funktion folgendermaßen darstellen [149]:

$$P(r) = \frac{1}{2\pi} \left[ \frac{k_1}{\alpha^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\alpha^2}\right) + \frac{k_2}{\beta^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\beta^2}\right) \right] \quad (4.1)$$

Hierbei sind  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  experimentell zu bestimmende Parameter, die die Breite der Verteilungsfunktionen sowie deren Gewichtung bestimmen. Die tatsächliche Form der Belichtungsintensitätsverteilung hängt dabei von folgenden Parametern ab [149]:

- Wechselwirkung des Primärelektronenstrahls mit dem Lack
- Dicke der Lackschicht
- kinetische Energie der Primärelektronen
- Probenmaterial (Eindringtiefe bzw. Wechselwirkungsvolumen der Primärelektronen)

### Intra-Proximity-Effekt

Innerhalb einer Belichtungsfläche sorgt die Intra-Proximity-Belichtung für eine ungleiche Verteilung der Belichtungs-dosis. Der zentrale Bereich der Belichtungsfläche ist von vielen benachbarten Belichtungspunkten umgeben und erhält deshalb eine größere Proximity-Belichtung als Bereiche am Rand der Struktur. Bei einer einzelnen, großen Struktur ( $> 10 \mu\text{m}$ ) ist die Belichtungs-dosis in der Mitte typischerweise

doppelt so groß wie am Rand [149]. Der Effekt der Intra-Proximity-Belichtung skaliert mit der Größe der belichteten Fläche. Kleine Belichtungsflächen erscheinen deshalb gegenüber großen unterbelichtet. Ebenso sind die Ecken einer Fläche verglichen mit dem zentralen Bereich stets unterbelichtet, da sich hier besonders wenige benachbarte Belichtungspunkte befinden. Bei einer quasi eindimensionalen Linie, für die einzelne Belichtungspunkte wie an einer Kette aneinander gereiht werden, spielt der Intra-Proximity-Effekt dagegen nur eine geringe Rolle.

### **Inter-Proximity-Effekt**

Die Reichweite des Proximity-Effekts ist relativ groß. Benachbarte Belichtungsflächen können deshalb eine wechselseitige Inter-Proximity-Belichtung erfahren. Liegen viele Strukturen eng nebeneinander, so erscheinen sie verglichen mit einer einzelnen Struktur bei gleicher nomineller Belichtungs-dosis überbelichtet und können im Extremfall sogar miteinander verschmelzen. Umgekehrt kann es passieren, dass eine einzelne Struktur gegenüber eng beieinanderliegenden Strukturen nicht ausreichend belichtet wird. Die Reichweite der Proximity-Belichtung hängt hauptsächlich von der kinetischen Energie der Primärelektronen sowie von Lack und Probenmaterial ab. Diese Faktoren bestimmen die Eindringtiefe und das Wechselwirkungsvolumen des Primärelektronenstrahls. Es gilt, je größer die kinetische Energie der Primärelektronen, desto größer ist auch die Eindringtiefe der Elektronen in das Substrat. Damit nimmt das Wechselwirkungsvolumen zu und die rückgestreuten Elektronen verteilen sich auf eine größere Fläche. Der Proximity-Effekt wird für Bereiche nahe um den Primärelektronenstrahl leicht reduziert, dafür wird die Reichweite erhöht. Der Inter-Proximity-Effekt ist auch dafür verantwortlich, dass Strukturen nicht beliebig nahe nebeneinander angeordnet werden können ohne miteinander zu verschmelzen. Es gilt: Je größer die Belichtungsfläche der Strukturen, desto größer ist die Inter-Proximity-Belichtung und desto größer muss der Abstand zwischen den Strukturen sein, um sie einzeln auflösen zu können.

### **Methoden zur Korrektur des Proximity-Effekts**

Es gibt mehrere Konzepte, wie die Auswirkung des Proximity-Effekts auf das Belichtungsergebnis zumindest teilweise kompensiert und der Einfluss des Proximity-Effekts insgesamt reduziert werden kann. Die wichtigsten Methoden werden im Folgenden kurz zusammengefasst.

**Individuelle Belichtungs-dosis** Sowohl Intra- als auch Inter-Proximity-Effekt tragen dazu bei, dass Belichtungsflächen abhängig von ihrer Größe und relativen Lage zu anderen Strukturen (dicht gepackt oder isoliert) verschiedene Dosiswerte für eine optimale Belichtung benötigen. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, jedem Element eine individuelle Belichtungs-dosis zuzuordnen, um lokale Variationen der Proximity-Belichtung teilweise auszugleichen.



**Punktdosis-Korrektur** Wie oben bereits beschrieben, handelt es sich bei der ESL um eine Punkt für Punkt Belichtung. Deshalb kann im Prinzip jedem Punkt eine individuelle Belichtungs-dosis zugeordnet werden. Ausgehend von der Proximityfunktion (Gleichung 4.1) wird in einem selbstkonsistenten numerischen Verfahren für jeden Punkt die optimale Belichtungszeit ermittelt, um das gewünschte Belichtungsprofil auch an kritischen Stellen zu erhalten. Nachteil dieser Methode ist der Rechenaufwand, der mit der Strukturgröße schnell ansteigt. Außerdem bilden experimentell zu bestimmende Größen der Proximityfunktion, die unter anderem vom Probenmaterial, dem verwendeten Lacksystem und der Elektronenenergie abhängen, die Grundlage der Berechnungen, was den Aufwand zusätzlich erhöht. [151–153]

**Gleichmäßige Hintergrundbelichtung** Ausgehend von der Proximityfunktion wird das Belichtungsprofil der gesamten Probe berechnet und in einen direkten und einen indirekten Belichtungsanteil zerlegt. Der indirekte Anteil ergibt sich im wesentlichen aus der Inter-Proximity-Belichtung und kann als Hintergrundbelichtung angesehen werden. Nun wird eine zusätzliche ganzflächige Belichtung errechnet, die die Hintergrundbelichtung für die gesamte Probe ausgleichen soll. Auch dieses Verfahren erfordert aufwendige Berechnungen und basiert auf experimentell bestimmten Parametern zur Beschreibung der Proximity-Belichtung. [151–154]

**Geometrische Korrektur und Hilfsstrukturen** Anhand von Erfahrungswerten werden kleine Änderungen an der Belichtungsstruktur vorgenommen sowie Hilfsstrukturen unterhalb der Auflösungsgrenze eingefügt, um das gewünschte Belichtungsprofil zu erhalten.

**Mehrlagen-Lacksystem** Die Idee hierbei ist, eine dicke Lackschicht unterhalb der eigentlichen Schicht für die Lackmaske einzufügen, in der ein Großteil der rückgestreuten Sekundärelektronen abgefangen wird. Die Belichtung der oberen Lackschicht ergibt sich dann zum größten Teil durch den Primärelektronenstrahl. Der Anteil der Proximity-Belichtung wird reduziert.

**Membran** Diese Methode kann nur bei sehr dünnen Proben angewandt werden. Als Probenträger wird hier eine nur wenige hundert Nanometer dünne Membran verwendet. Der Primärelektronenstrahl kann deshalb sowohl die Probe als auch die Membran vollständig durchdringen wodurch das Wechselwirkungsvolumen zwischen Primärelektronen und Substrat klein gehalten wird. Ähnlich dem Mehrlagen-Lacksystem zielt die Membran-Methode darauf ab, die Anzahl der rückgestreuten Sekundärelektronen und damit den Anteil der Proximitybelichtung an der gesamten Belichtungs-dosis zu minimieren.

#### 4.2.4 Definition des Nanokontakts

Der Nanokontakt ist das zentrale Element im Probendesign. Wie bereits in Kapitel 1 zusammengefasst wurde, geht man davon aus, dass sich im Bereich einer solchen

Engstelle eine SET-Struktur ausbildet, die im Fall der bisher untersuchten Proben allerdings aus mehreren isolierten Inseln aufgebaut zu sein scheint. Die Engstellen dieser Proben besitzen eine Breite von 20-30 nm und sind durch einen fließenden Übergang mit den beiden Zuleitungen verbunden. Es wird vermutet, dass sich genau in diesem Übergangsbereich weitere isolierte Inseln ausbilden könnten, wodurch das Transportverhalten der Proben den beobachteten unzugänglichen Charakter erhält. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Ansatz verfolgt, durch eine möglichst präzise Definition des Nanokontakts, den undefinierten Übergangsbereich klein zu halten, um dadurch eine bessere Kontrolle über die Zahl der am Transport beteiligten Inseln zu gewinnen. Die Anforderungen an die Lithographie die sich daraus ergeben, lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Sowohl die Länge als auch die Breite des Nanokontakts sollte im Bereich von 20 nm oder darunter liegen. Damit soll sichergestellt werden, dass sich innerhalb des Nanokontakts nur eine isolierte Insel ausbilden kann. Gleichzeitig sollte der Übergang vom Nanokontakt zu den Zuleitungen möglichst abrupt verlaufen, um keinen Platz für weitere isolierte Inseln zu bieten.

Es wurden drei verschiedene elektronenstrahlolithographische Methoden evaluiert, um diese Vorgaben möglichst gut erfüllen zu können. Die einzelnen Methoden werden im folgenden beschrieben.

### **Methode der Negativ-Belichtung**

Die Methode der Negativ-Belichtung zeichnet sich dadurch aus, dass die belichteten Flächen nach dem Entwickeln mit Lack bedeckt bleiben; die unbelichteten Flächen werden freigelegt. Wird die gesamte Struktur belichtet, also die Zuleitungen und der Nanokontakt, so kann in einem nachfolgenden Ätzprozess die leitfähige (Ga,Mn)As-Schicht rings um die Struktur entfernt werden und es bleiben nur die Zuleitungen verbunden durch den NC übrig. Problematisch ist hierbei der Inter-Proximity-Effekt, da von den Zuleitungen eine beträchtliche Proximity-Belichtung auf den Bereich des NC mit einwirkt. Die Folge ist eine deutlich breitere Engstelle als erwartet. Vergrößert man den Abstand zwischen den Zuleitungen, um den Inter-Proximity-Beitrag zu reduzieren, so kann dadurch zwar erreicht werden, dass der NC in der Mitte die angestrebte Breite aufweist, allerdings verbreitert sich die Engstelle kontinuierlich zu den Zuleitungen hin, sodass schlecht definierte Bereiche zwischen den Zuleitungen und der Engstelle entstehen. Die Methode der Negativ-Belichtung wurde in [136] verwendet und dort ausführlich beschrieben.

### **Methode der Positiv-Belichtung**

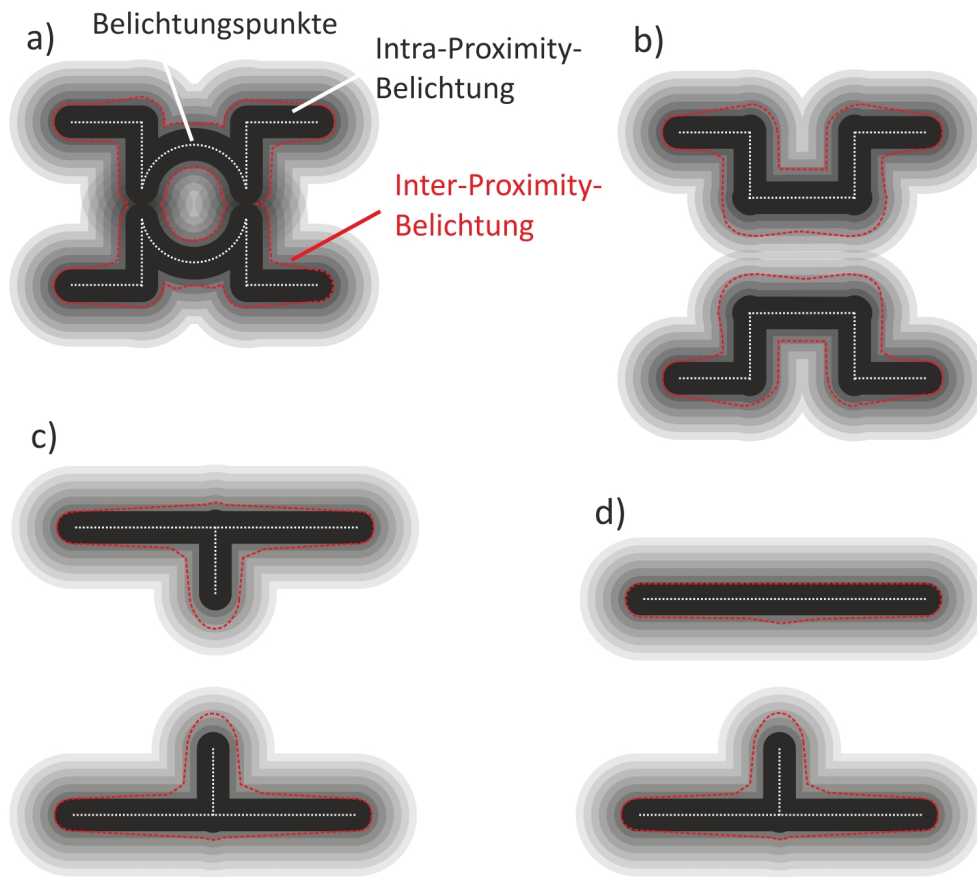
Im Fall der Positiv-Belichtung werden die belichteten Lackflächen nach dem Entwickeln freigelegt, sodass die darunter liegende (Ga,Mn)As-Schicht im nachfolgenden Ätzprozess von diesen Flächen entfernt werden kann. Da die NC-Strukturen verglichen mit dem Wafer-Stück sehr klein sind, müsste man rings um die Strukturen

sehr große Flächen belichten, um die (Ga,Mn)As-Schicht von allen Bereichen zu entfernen, die nicht zu einer der NC-Strukturen zählen. Da die Belichtungszeiten für ESL-Prozesse direkt proportional zur Belichtungsfläche ansteigen, würde dies zu extrem langen, unrealistischen Belichtungszeiten führen. Dieses Problem kann man einfach umgehen, indem man nur die kritischen Bereiche der Struktur mit ESL definiert und den Rest der Probe mittels optischer Lithographie bearbeitet. Dieses Vorgehen hat sich bei verschiedensten Anwendungen bewährt und empfiehlt sich in jedem Fall, ganz gleich ob mit Positiv- oder Negativ-Belichtung gearbeitet wird.

Wegen der sehr kleinen Abmessungen des NC müssten dennoch relativ große Bereiche um den NC herum belichtet werden. Für die lithografische Definition des NC wären dies sehr schlechte Voraussetzungen, da infolge der Proximity-Belichtung durch die umliegenden Belichtungsflächen auch der Bereich des NC belichtet werden würde. Eine präzise Definition des NC wäre damit ausgeschlossen. Aus diesem Grund wird das in Abschnitt 4.1.4 beschriebene Trenchisolation-Verfahren verfolgt, bei dem statt großer Flächen nur schmale Trennlinien zur Definition der NC-Struktur verwendet werden. Dadurch kann die Proximity-Belichtung im Bereich des NC auf ein Minimum reduziert werden, sodass eine gezielte Strukturierung möglich ist.

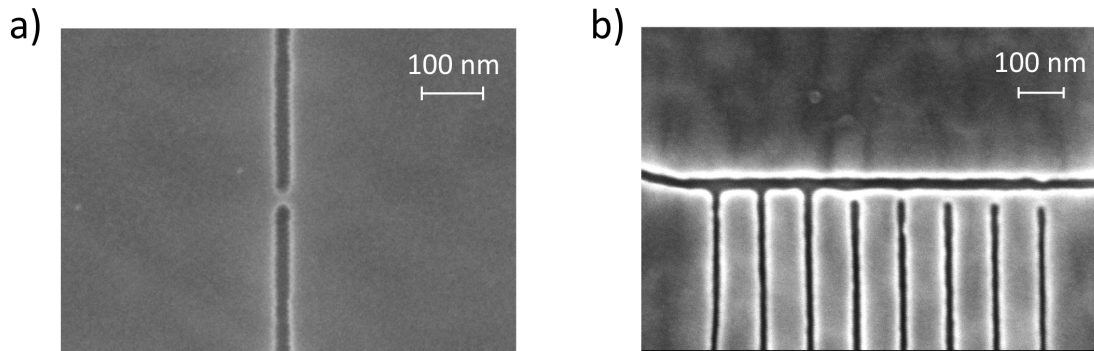
Die angestrebten Abmessungen des NC liegen allerdings bereits sehr nahe an der minimalen Linienbreite der ESL. Im Fall der Positiv-Belichtung von PMMA ist eine realistische Linienbreite von ca. 10 nm möglich, obgleich das intrinsische Auflösungsvermögen von PMMA-Lack unter optimalen Bedingungen eine minimale Linienbreite von 3-5 nm zulassen würde [155]. Nach der lithographischen Strukturierung der PMMA-Schicht wird diese im konkreten Fall als Ätzmaske für den Strukturübertrag auf die (Ga,Mn)As-Schicht verwendet. Aus diesem Grund muss die PMMA-Schicht eine minimale Dicke von 50 nm aufweisen, um während des Ätzprozesses der NC-Struktur ausreichend Schutz zu bieten. Gleichzeitig gilt, je dicker die PMMA-Schicht, desto größer ist die minimal mögliche Linienbreite für die Lithographie. Unter Berücksichtigung beider Aspekte wurde ein PMMA-Lack mit entsprechenden Eigenschaften ausgewählt. Mit diesem konnte eine minimale Linienbreite von 10-12 nm nach dem Strukturübertrag auf die (Ga,Mn)As-Schicht erreicht werden. Die Konturlinien, mit denen der NC definiert wird, sind also mindestens 10 nm breit. Der Inter-Proximity-Effekt verhindert zudem, dass die Linien frei gesetzt werden können: Je mehr Linien, desto weiter müssen diese voneinander entfernt liegen, um nicht miteinander zu verschmelzen. Der minimale Abstand für zwei parallel laufende Linien beträgt im konkreten Fall ca. 20 nm.

Die hier angeführten Überlegungen gelten nicht nur für die Positiv-Belichtung sondern analog auch für die Negativ-Belichtung. Die minimale Linienbreite sowie der Mindestabstand zwischen zwei Linien sind im Fall der Negativ-Belichtung zwar etwas kleiner, dies ändert allerdings nichts an der Tatsache, dass sie in beiden Fällen vergleichbar mit den angestrebten Abmessungen des NC sind. Es bleibt deshalb kaum Spielraum für die Gestaltung des NC. Die Kontur der Engstelle durch Belichtungslinien wie mit einem Stift auf einem Blatt Papier zu zeichnen, ist auf dieser Größenskala jedenfalls nicht mehr möglich.



**Abbildung 4.4** Die Teilbilder **a-d** zeigen schematisch dargestellt verschiedene Varianten der ESL-Belichtung einer NC-Struktur im Positiv-Verfahren. Die weiß gepunkteten Linien symbolisieren den Belichtungspfad des Elektronenstrahls. Die schwarzen Flächen markieren die belichteten Flächen, die aus den Belichtungslinien entstehen würden, wenn man ausschließlich den Intra-Proximity-Effekt berücksichtigen würde (Linienbreite  $< 10$  nm). Die in verschiedenen Grautönen abgestuften Flächen symbolisieren eine Teilbelichtung der Umgebung durch den Proximity-Effekt, die tatsächlich sogar noch viel weiter reicht, als wie es hier symbolisch dargestellt wurde. Berücksichtigt man zusätzlich benachbarte Belichtungsflächen (Inter-Proximity-Effekt), dann addieren sich die Teilbelichtungen verschiedener Flächen zu einer Gesamtbelichtung auf. Die roten gestrichelten Linien zeigen die daraus resultierenden tatsächlich belichteten Flächen, die vom Idealfall insbesondere in der Nähe von benachbarten Belichtungsflächen zum Teil deutlich abweichen.

Abbildung 4.4 zeigt vier verschiedene Varianten (a-d), wie im Positiv-Verfahren die Trennlinien gezeichnet werden könnten. Teilbild 4.4 a) zeigt eine Ringstruktur mit einem Ringdurchmesser von 20 nm. Die Ringöffnungen, über die die beiden Zuleitungen (links und rechts) mit dem Ring verbunden sein sollen, sind hier allerdings zu klein gewählt, da durch den Proximity-Effekt eine deutlich größere Fläche belichtet wird. Es entstehen drei getrennte Bereiche, die bei Umsetzung in (Ga,Mn)As voneinander elektrisch isoliert wären. Die Ringöffnungen müssen folglich breiter gezeichnet werden. Dies ist in einer leicht abgewandelten Form in Teilbild 4.4 b) gezeigt: Hier sind die Öffnungen so groß wie der Ringdurchmesser selbst und der Ring wurde durch einfache parallele, 20 nm lange Geraden ersetzt. Auf diese Weise entsteht eine lange, schlauchförmige Engstelle zwischen den Zuleitungen. Aufgrund des Proximity-Effekts ist die Breite der Engstelle kleiner als die ursprünglich gezeichneten 20 nm und die Länge etwas größer. Das Verhältnis von Breite zu Länge weicht vom gezeichneten Verhältnis (1:1) deutlich ab. Möchte man die Länge der Engstelle reduzieren, so müssen die beiden horizontalen Geraden der Engstelle kürzer gezeichnet werden. Eine mögliche Umsetzung ist in Teilbild 4.4 c) zu sehen: Hier wird komplett auf die beiden horizontalen Geraden verzichtet, sodass der NC nur noch durch zwei sich gegenüberstehende senkrechte Linien definiert wird. Damit lassen sich tatsächlich Kontaktgrößen von unter 20 nm realisieren. Die Breite der Engstelle hängt dabei allerdings entscheidend von der Lücke zwischen den Linien sowie der Belichtungsdosis ab [156]. Die Länge des NC wird hier alleine durch die Linienbreite der beiden vertikalen Linien bestimmt, was einfacher zu realisieren ist als eine Variante mit einem zusätzlichen, extrem kurzen, horizontalen Distanzstück analog zu Teilbild 4.4 b). Im Prinzip sollte es auf diese Art und Weise möglich sein, durch geschickte Wahl der Belichtungsdosis und der Größe der Lücke sowohl die Breite als auch die Länge des Nanokontakts gezielt zu definieren. Die Form des NC unterliegt dabei allerdings dem Inter-Proximity-Effekt zwischen den beiden vertikalen Linien. Die experimentelle Umsetzung zeigt, dass die Belichtungsergebnisse stark schwanken und offensichtlich nicht näher bestimmte Prozessgrößen zum Tragen kommen, die mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht ausreichend präzise kontrolliert werden können. Es konnte kein stabiler Prozess gefunden werden, der eine reproduzierbare Kontrolle einer solchen Nanokontaktgeometrie zuließe. Die Variante aus Abb. 4.4 d) kann als eine Weiterentwicklung der Variante aus Abb. 4.4 c) betrachtet werden, die einen geringfügig stabileren Prozess erlaubt. Die obere horizontale Linie muss hier keine minimal breite Linie sein, da sie kaum Einfluss auf den NC hat. Größe und Form werden überwiegend durch Linienbreite und Abstand einer einzigen senkrechten Linie bezüglich der oberen horizontalen Linie bestimmt. Die Form des NC hängt zwar ähnlich wie zuvor empfindlich von der Inter-Proximity-Belichtung ab, dafür gewinnt man aber eine seitlich sehr nahe beim NC liegende Gate-Elektrode, deren Abstand zum NC über die Breite der oberen horizontalen Linie variiert werden kann. Es sei an dieser Stelle bereits bemerkt, dass zu dieser Variante nur Machbarkeitsstudien die Lithographie betreffend durchgeführt wurden. Abbildung 4.5 zeigt jeweils eine Ausführung von NC-Strukturen in den Varianten nach Abb. 4.4 c) und d) nach dem Strukturübertag durch Ionenstrahlätzen.



**Abbildung 4.5** Elektronenmikroskopische Aufnahmen von NC-Strukturen nach dem Ionenstrahlätzen. In **a)** wurde der NC nach Variante **c** aus Abb. 4.4 definiert, **b)** zeigt eine Serie von NC nach Variante **d** aus Abb. 4.4, für die der Abstand zwischen der senkrecht verlaufenden Linie zur Querlinie variiert wurde. Es ergeben sich daraus folgende Nanokontaktbreiten (von links nach rechts): 0 nm, 0 nm, 0 nm, 17 nm, 20 nm, 25 nm, 27 nm, 35 nm

Im vorangegangenen Abschnitt 4.2.3 wurden einige Methoden vorgestellt, die den Einfluss des Proximity-Effekts auf das Belichtungsergebnis reduzieren bzw. ausgleichen können. Nachdem sowohl die minimale Linienbreite als auch der Mindestabstand zwischen zwei Linien entscheidend vom Proximity-Effekt abhängen, stellt sich die Frage, ob die vorgeschlagenen Methoden den Spielraum bei der Gestaltung des Nanokontakts erweitern oder zumindest eine robustere Prozessführung erlauben könnten. Zunächst sollte man sich in Erinnerung rufen, dass Linien bereits die minimale zusammenhängende Flächeneinheit für die ESL darstellen. Deshalb ist auch der Inter-Proximity-Effekt zwischen Linien ausgehend vom Einfluss der Belichtungsfläche bereits auf ein Minimum reduziert. Eine geometrische Korrektur scheidet deshalb aus. Die Methode der ausgleichenden Hintergrundbelichtung wäre ebenfalls kontraproduktiv, da sie die Belichtungs-dosis zwischen den Linien nur zusätzlich erhöhen würde. Eine Anpassung der Punktdosis entspricht im Fall von parallelen Linien einer Anpassung der Belichtungs-dosis für die gesamte Struktur. Die Belichtungs-dosis ist im Fall von minimal breiten Linien allerdings bereits optimiert, sodass hier ebenfalls keine Verbesserung erzielt werden kann. Maßnahmen zur Proximity-Korrektur könnten deshalb nur darauf abzielen, den Anteil der Proximity-Belichtung generell zu reduzieren. Von den oben angeführten Korrekturmethode blieben folglich nur das Mehrlagen-Lacksystem und die Membran-Methode übrig. Das Mehrlagen-Lacksystem kann in dieser Größenordnung den Strukturübertrag auf die unterliegende (Ga,Mn)As-Schicht durch nachfolgende Prozesse nicht leisten und scheidet deshalb aus. Die Membran-Methode kann nicht angewandt werden, da das vorliegende Probenmaterial dafür zu dick ist. Einzig am Ende einer Linie bliebe durch eine Korrektur der individuellen Punktdosis noch etwas Spielraum. Vor allem die aussichtsreichsten Varianten aus Abb. 4.4 c) und d) könnten davon profitieren.

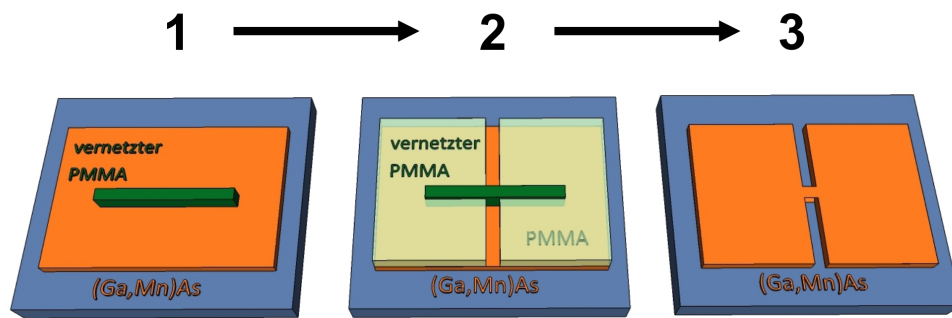
Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Definition des Nanokontakts mit Hilfe von Positiv-Linien grundsätzlich möglich ist. Der Prozessablauf ist relativ einfach und schnell. Nachteilig ist die schlechte Reproduzierbarkeit und die sehr empfindliche Abhängigkeit der Kontaktgröße von den Prozessparametern. Im Folgenden wird ein zweistufiger Prozessablauf vorgestellt, der insbesondere mit Blick auf die Reproduzierbarkeit einen deutlichen Fortschritt verspricht.

### **Methode der zweistufigen Belichtung**

Sowohl der positiv als auch der negativ ESL-Prozess zeichnen sich dadurch aus, dass nur eine elektronenstrahlolithographische Belichtung notwendig ist, was eine einfache und schnelle Prozessführung erlaubt. In beiden Fällen ist der Bereich des NC allerdings aus lithographischer Sicht extrem sensibel. Kleine Abweichungen im Prozess oder bei der Justage des Elektronenstrahls wirken sich deutlich auf das Belichtungsergebnis aus. Die im Folgenden vorgeschlagene Kombination aus einer Negativ- und einer Positiv-Belichtung kann die Schwächen der Einzelbelichtungen größtenteils aufheben. Dafür wird der Belichtungsprozess etwas komplizierter und es ergibt sich eine zusätzliche Problematik bei der relativen Ausrichtung (Alignment) der beiden Belichtungsschritte zueinander (siehe dazu Abschnitt 4.2.5). Der Prozessablauf der zweistufigen Belichtung setzt sich aus folgenden Arbeitsschritten zusammen:

1. Belacken der Probe mit PMMA
2. Negativ-Belichtung
3. Entwickeln in Aceton
4. Belacken der Probe mit PMMA
5. Positiv-Belichtung
6. Entwickeln in Isopropanol/MIBK
7. Strukturübertrag durch nachfolgende Prozesse
8. Standardreinigung und Lackentfernen mit Sauerstoffplasma

In Abbildung 4.6 sind die beiden Belichtungsschritte schematisch dargestellt. Zunächst wird eine einfache Linie im Negativ-Verfahren strukturiert, d.h., nach dem Entwickeln der Probe befindet sich nur eine dünne Linie aus vernetztem PMMA-Lack auf der Probe. Anschließend wird die Probe erneut mit einer Schicht PMMA-Lack versehen, in die durch Positiv-Belichtung Trennlinien für das Trenchisolation-Verfahren strukturiert werden. Die vernetzte PMMA-Linie aus dem ersten Schritt und eine dazu senkrecht verlaufende Trennlinie kreuzen sich an genau einem Punkt, sodass die Trennlinie in diesem Punkt unterbrochen wird. Die Fläche des Kreuzungspunktes definiert den NC. Nach dem Strukturübertrag auf die (Ga,Mn)As-Schicht durch trockenchemisches Ätzen sind sowohl die Zuleitungen als auch der sie verbindende NC definiert.



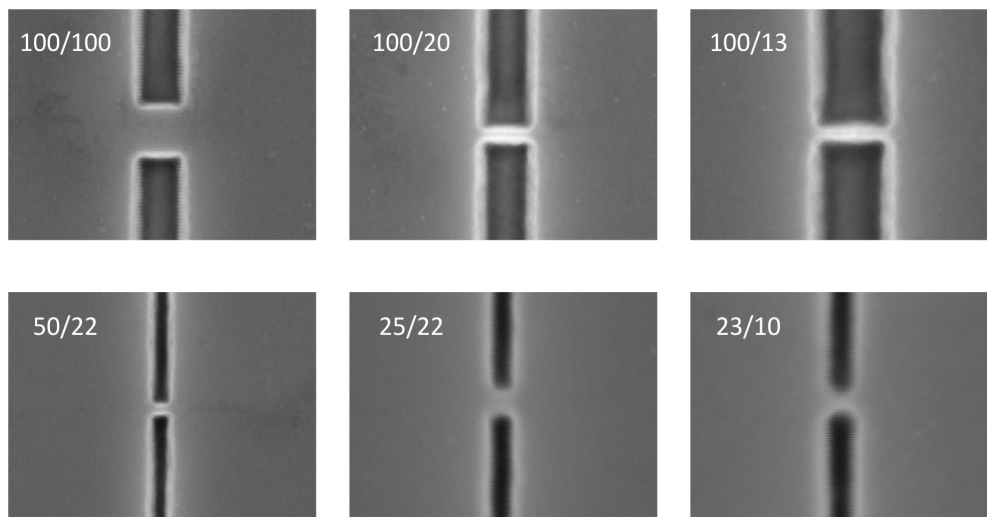
**Abbildung 4.6** Schematische Darstellung des zweistufigen ESL-Verfahrens: Das linke Teilbild zeigt die unstrukturierte (Ga,Mn)As-Schicht (orange), auf der sich nach dem ersten Belichtungsschritt eine Linie aus vernetztem PMMA-Lack befindet. Das mittlere Teilbild zeigt die fertige Lackmaske nach dem zweiten Belichtungsschritt. Das rechte Teilbild zeigt die Probe nach dem Strukturübertrag auf die (Ga,Mn)As-Schicht durch Ionenstrahlätzen. In der Mitte der Probe befindet sich der Nanokontakt, der die linke und rechte Hälfte der (Ga,Mn)As-Schicht verbindet.

Das Besondere an diesem Prozess ist, dass die Breite des NC alleine durch die Breite der vernetzten PMMA-Linie aus der ersten Belichtung festgelegt wird. Gleichzeitig wird die Länge des NC allein von der Linienbreite der Trennlinien des zweiten Belichtungsschritts bestimmt. Da sich beide Belichtungsschritte nicht beeinflussen, können folglich Länge und Breite des NC unabhängig voneinander definiert werden. Beiträge des Inter-Proximity-Effekts können deshalb im Bereich des NC vernachlässigt werden. Die kleinste mögliche Kontaktgröße hängt bei dieser Methode alleine von den minimalen Linienbreiten der beiden Belichtungsschritte sowie des nachfolgenden Strukturübertrags ab. Daher lässt sich mit diesem Verfahren relativ einfach ein stabiles Prozessfenster für Nanokontakte mit den gewünschten Eigenschaften finden. Abbildung 4.7 zeigt dazu eine Auswahl verschieden großer NC, die im zweistufigen ESL-Verfahren definiert wurden.

### 4.2.5 Alignment

In der Halbleitertechnologie sind meist viele Arbeitsschritte notwendig, um selbst einfache diskrete Bauelemente wie Dioden oder Transistoren herzustellen. Dabei müssen zudem alle Prozessschritte zueinander „passen“. Die Strukturen, die auf der Lithographie-Maske gezeichnet sind, können deshalb nicht an einer beliebigen Stelle auf den Chip übertragen werden, sondern müssen relativ zu den bereits vorhandenen Strukturen korrekt ausgerichtet sein. Üblicherweise verwendet man deshalb gut zu erkennende Marken auf dem Wafer, anhand derer die Justage vorgenommen werden





**Abbildung 4.7** Elektronenmikroskopische Aufnahmen von NC-Strukturen unterschiedlicher Breite und Länge. Die Nanokontakte wurden dabei im zweistufigen ESL-Verfahren definiert und anschließend durch trockenchemisches Ätzen auf die (Ga,Mn)As-Schicht übertragen. Die Bilder zeigen das Ergebnis der Nanostrukturierung nachdem die Lackmaske entfernt wurde. Die Länge und Breite des NC ist für jede Aufnahme am linken oberen Bildrand notiert.

kann. Die Genauigkeit, mit der das Alignment durchgeführt werden muss, hängt dabei von den Anforderungen des jeweiligen Prozessschritts ab.

Die beschriebene Problematik findet sich analog auch im Prozessablauf zur Definition des NC wieder. Im Fall der beiden zuvor beschriebenen, einstufigen Methoden, die entweder aus einer Positiv- oder aus einer Negativ-Belichtung bestehen, werden alle kritischen Probenbereiche innerhalb eines lithographischen Belichtungsschritts definiert. Deshalb sind die Anforderungen an das Alignment hier nicht sehr hoch; es genügt eine Genauigkeit von einigen Mikrometern relativ zu den vier Kontaktflächen, die den NC umgeben.

Für das ebenfalls zuvor beschriebene, zweistufige Belichtungsverfahren ist das relative Alignment der beiden Belichtungsschritte zueinander entscheidend; die relative Positionierung zu den Kontaktflächen ist dagegen ähnlich unkritisch wie bei den beiden davor genannten Methoden. Die Genauigkeit des Alignments zwischen den beiden Belichtungsschritten sollte allerdings besser als  $\pm 100$  nm sein, um ein fehlerhaftes Belichtungsergebnis zu vermeiden.

Abweichungen von der gewünschten Positionierung können unmittelbar vor der Belichtung anhand eines Bildes, das an der aktuellen Position aufgenommen wird, festgestellt werden. Die Lithographie-Software bietet dazu eine automatisierte Routine an, die nicht nur die Bildaufnahme erledigt, sondern auch nach manueller Identi-

fikation von Positionsmarken verschiedene Korrekturmaßnahmen anbietet. Wie die Routine konkret arbeitet, wird in [157] ausführlich beschrieben.

Im Fall des zweistufigen Belichtungsverfahrens ergibt sich beim Alignment eine zusätzliche Schwierigkeit: Die Strukturen aus vernetztem PMMA-Lack, die während des ersten Belichtungsschrittes erzeugt wurden, können nicht als Positionsmarken für das Alignment des zweiten Schrittes verwendet werden, da die vernetzten PMMA-Strukturen auf elektronenmikroskopischen Aufnahmen annähernd transparent erscheinen. Die beiden Belichtungsschritte müssen deshalb an zuvor definierten Marken ausgerichtet werden. Aus diesem Grund wurden direkt nach dem Aufbringen der Kontaktflächen in einem zusätzlichen Arbeitsschritt vier  $1 \times 1 \mu\text{m}^2$  große Marken in einer quadratischen Anordnung mittels ESL im Lift-Off-Verfahren hergestellt. Die zusätzlichen Marken spannen gemeinsam ein Quadrat auf, dessen Mittelpunkt gegenüber den Kontaktflächen ausgerichtet ist. Die Marken sind dank ihrer Definition mittels ESL sehr präzise geformt, sodass sie eine sehr gute relative Positionierung ermöglichen und gleichzeitig ein ausreichend gutes Alignment bezüglich den Kontaktflächen sicherstellen.

#### 4.2.6 Strukturübertrag durch Ätzen

Das Probendesign basiert auf dem Ansatz, die ganzflächige (Ga,Mn)As-Schicht mit Hilfe von Ätzgräben zu strukturieren. Die Ätzgräben bilden dabei die Kontur der Probe und teilen gleichzeitig die (Ga,Mn)As-Schicht in mehrere elektrisch voneinander isolierte Bereiche ein. Die Anforderungen an die Ätzgräben sind in den meisten Fällen gering; sie müssen lediglich die 15 nm dicke (Ga,Mn)As-Schicht durchtrennen und wenigstens einige Nanometer breit sein, um die isolierende Wirkung zu gewährleisten. Im Bereich des Nanokontakts fällt den Trennlinien, wie zuvor ausführlich beschrieben wurde, eine ungleich größere Bedeutung zu. Hier wirkt sich die Breite und auch das Profil der Trennlinie entscheidend auf die Form und die Größe des Nanokontakts aus. Der Strukturübertrag durch Ätzen darf deshalb nach der elektronenstrahlolithographischen Definition der Lackmaske nicht aus den Augen verloren werden.

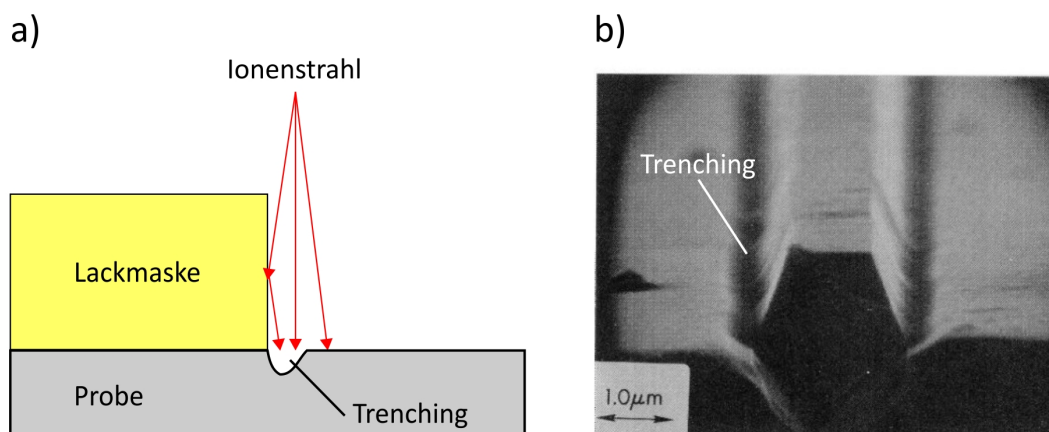
Für den Ätzschritt stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Es würde zu weit führen, alle Methoden sowie deren Vor- und Nachteile im Detail zu diskutieren, deshalb sei an dieser Stelle auf entsprechende Fachliteratur verwiesen. Wie schon beim Thema Probenreinigung kann [96] auch hier als Beispiel genannt werden, da es einen umfassenden Überblick über die verschiedenen nass- und trockenchemischen Ätzverfahren bietet und zudem viele prozessrelevante Details und deren Auswirkungen auf die Funktionalität von GaAs-Devices diskutiert. Im Folgenden werden deshalb nur diejenigen Aspekte beleuchtet, die speziell auf den Strukturübertrag im kritischen Bereich des Nanokontakts abzielen.

Nasschemische Ätzverfahren sind für den Strukturübertrag im Nanometerbereich nur sehr schlecht geeignet, da sie aufgrund ihrer meist isotropen Ätzcharakteristik die

Lackmaske seitlich unterätzen. Die Unterätzung ist dabei von der Größe her vergleichbar mit der angestrebten Ätztiefe. Im Fall des Nanokontakts bedeutet dies, dass er trotz einer minimalen Ätztiefe von nur 15 nm schlicht unter der Lackmaske herausgeätzt werden würde. Bei trockenchemischen Methoden besteht dieses Problem nicht: man kann durch die Wahl des Ätzverfahrens und der Prozessparameter eine Unterätzung vermeiden.

Ionenstrahlätzen mit Ar-Ionen basiert auf rein physikalischem Ätzen. Die Ar-Ionen treffen dabei auf die Probenoberfläche und übertragen einen Teil ihrer kinetischen Energie auf einzelne Gitteratome, die dadurch aus dem Kristallverband herausgestoßen werden. Es finden dabei keine chemischen Reaktionen statt, weshalb eine Ätzflanke mit einer Steigung von ca.  $45^\circ$  ohne Unterätzung entsteht.

Auf ähnliche Art und Weise arbeiten auch das Reactive Ion Etching (RIE) und das Chemically Assisted Ion Beam Etching (CAIBE). Im Gegensatz zum reinen Ionenstrahlätzen kann hier durch Wahl der Prozessparameter dem Ätzprozess eine zusätzliche chemische Komponente hinzugefügt werden. Damit lassen sich annähernd senkrechte Ätzflanken ebenfalls ohne Unterätzung der Lackmaske realisieren. Das CAIBE Verfahren ist dabei die Methode, die die kleinsten Strukturgrößen zulässt.



**Abbildung 4.8** Trenching: **a)** schematische Darstellung, **b)** REM-Aufnahme aus [158]

Die Strukturtreue beim Übertrag in die darunterliegende (Ga,Mn)As-Schicht ist allerdings auch bei den trockenchemischen Ätzverfahren nicht perfekt. Ohne zu sehr ins Detail zu gehen, sei hier eine Besonderheit der physikalischen Ätzverfahren erwähnt: Die Ionen treffen im Allgemeinen mit einer kleinen Abweichung vom idealen Einfallswinkel von  $90^\circ$  zur Oberfläche auf die Probe. Deshalb wird ein Teil der Ionen bereits an den Flanken der Lackmaske oder an den Ätzflanken der Probe reflektiert und trifft anschließend mit einem kleinen Abstand zur Ätzflanke auf den Boden des Ätzgrabens. Dadurch ergibt sich in diesem Bereich ein zusätzlicher Abtrag, der zu einer charakteristischen Rinne parallel zur Ätzflanke führt (siehe Abbildung 4.8).

Dieses Phänomen ist als Trenching bekannt und wurde beispielsweise in [158] beschreiben. Der gleiche Mechanismus führt zudem zur Abrundung der Ecken eines Ätzgrabens, da die Ionen an den Seitenwänden mehrheitlich von der Ecke weg reflektiert werden, sodass der Abtrag an den Ecken geringer ausfällt. Die abgerundeten Ecken sind auch in Abb. 4.7 an den Nanokontakten zu erkennen. Je schmaler der Ätzgraben, desto stärker ist dieser Effekt ausgeprägt. Dieses Beispiel verdeutlicht, dass neben der lithographischen Definition der Lackmaske auch der folgende Ätzschritt einen entscheidenden Einfluss auf Größe und Form des Nanokontakts hat.

Das große Problem aller trockenchemischen Ätzprozesse mit überwiegend physikalischer Charakteristik ist die Beschädigung des Kristallverbands durch den Ionenbeschuss. Die dabei entstehenden Defekte befinden sich hauptsächlich innerhalb einer oberflächennahen Schicht. Wie tief die Defekte tatsächlich in die Probe hineinreicht, hängt in erster Linie von der kinetischen Energie der einfallenden Ionen ab. Bei einer Strukturgröße wie der des Nanokontakts muss man allerdings davon ausgehen, dass die Beschädigungen in jedem Fall die gesamte Struktur durchsetzen. Prozesse mit überwiegend chemischem Charakter würden deutlich weniger Gitterdefekte erzeugen. Sie können aber wegen der generellen Tendenz zur Unterätzung, wie oben ausgeführt, nicht verwendet werden.

# 5 Tieftemperatur-Messplätze und elektrischer Messaufbau

## 5.1 Die Tieftemperatur-Messplätze

Die Temperatur ist eine wichtige Einflussgröße in der Physik. Sie zu kontrollieren, ist für viele Experimente aus dem Bereich der Grundlagenforschung eine entscheidende Voraussetzung. Die Transportexperimente an den (Ga,Mn)As Nanokontakten (NC) müssen zum Beispiel bei Temperaturen unterhalb der Curie-Temperatur der (Ga,Mn)As-Schicht ( $T_C \approx 70$  K) durchgeführt werden, um den Einfluss der ferromagnetischen Ordnung im Material auf die Transporteigenschaften der NC-Probe untersuchen zu können. Effekte aus dem Regime des Einzel-Elektronen-Transports können ebenfalls nur bei sehr niedrigen Temperaturen beobachtet werden, wenn die thermische Anregungsenergie kleiner ist als die Coulomb-Ladungsenergie der untersuchten SET-Struktur. Je geringer die thermische Anregung, desto deutlicher treten diese Effekte hervor. Aus diesem Grund wurde der Großteil aller Transportexperimente bei Temperaturen unterhalb von  $T = 1$  K durchgeführt. Es wurden dabei zwei verschiedene Kryostate verwendet, um systematische Störquellen, die in Zusammenhang mit dem Messplatz stehen, besser einschätzen zu können. Im Folgenden wird ein Überblick über die grundlegende Funktionsweise der beiden Systeme gegeben. Für eine tiefer gehende Beschreibung sei auf entsprechende Fachliteratur wie „Tieftemperaturphysik“ von C. Enss und S. Hunklinger [159] aus dem Bereich der Tieftemperaturphysik verwiesen

### Geschlossenes $^3\text{He}$ -Bad-System

Der Messplatz basiert auf einem Standard  $^4\text{He}$ -Gasfluss Kryostat von Cryogenics und einer geschlossenen  $^3\text{He}$ -Bad-Erweiterung. Der Kryostat ist mit einem Vektormagnet aus supraleitenden Magnetfeldspulen ausgerüstet, mit dessen Hilfe es möglich ist, Magnetfelder ( $\vec{B}$ ) in jede beliebige Raumrichtung zu erzeugen. Die maximale Magnetfeldstärke beträgt  $B_r = 1$  T. Der Vektormagnet wird durch drei unabhängige IPS-120 Stromquellen von Oxford Instruments versorgt. Die Ansteuerung erfolgt vollautomatisch über das Messprogramm. In der Herstellerkonfiguration sind Temperaturen zwischen 1,5 K und 300 K möglich.

Das Funktionsprinzip eines  $^3\text{He}$ -Bad-Kryostats ist identisch mit dem eines  $^4\text{He}$ -Bad-Kryostats. Die Probe befindet sich dabei im He-Bad und wird von diesem auf kon-

stanter Temperatur gehalten. Der Wärmeeintrag von außen wird durch Verdampfen von flüssigem Helium aus dem Bad ausgeglichen. Es stellt sich somit ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen Temperatur und Druck ein. Unter Normaldruck ergibt sich im Gleichgewicht für das  $^4\text{He}$ -Bad eine Temperatur von  $T \approx 4,2\text{ K}$ . Das thermodynamische Gleichgewicht lässt sich durch Reduktion des Drucks zu niedrigeren Temperaturen verschieben. Zu diesem Zweck wird das abdampfende He-Gas mit Hilfe einer Vakuumpumpe abgesaugt. Mit sinkender Temperatur des He-Bades nimmt der Gasdruck im thermodynamischen Gleichgewicht ab, weshalb immer weniger He aus dem Bad verdampft und die Kühlleistung zurückgeht. Die minimale Temperatur ist erreicht, wenn der Wärmeeintrag von außen durch das abdampfende He gerade noch kompensiert werden kann. Diese liegt im Fall eines  $^4\text{He}$ -Bades bei  $T \approx 1,5\text{ K}$ . Im Unterschied dazu nimmt der Gasdruck eines  $^3\text{He}$ -Bades mit sinkender Temperatur etwas langsamer ab, weshalb mit der gleichen Methode tiefere Temperaturen erreicht werden können.

Das natürliche Vorkommen von  $^3\text{He}$  ist sehr gering. Auch künstlich kann es nur in kleinen Mengen über Kernreaktionen hergestellt werden. Deshalb ist  $^3\text{He}$  sehr teuer und wird nur in geschlossenen Kühlsystemen mit kleinem Bad-Volumen eingesetzt. Das geschlossene  $^3\text{He}$ -System wird meist mit einem gewöhnlichen  $^4\text{He}$ -Bad-Kryostat auf eine Temperatur von  $T \approx 1,5\text{ K}$  vorgekühlt. Dabei wird auch das anfangs gasförmige  $^3\text{He}$  verflüssigt. Danach werden beide Systeme thermisch entkoppelt, sodass das  $^3\text{He}$ -System Temperaturen unter  $T = 1,5\text{ K}$  erreichen kann. Dazu wird wie zuvor beschrieben das abdampfende He mit Hilfe einer Vakuumpumpe innerhalb des geschlossenen Systems in Richtung eines Auffangbehälters abgesaugt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für ein bestehendes  $^3\text{He}$ -System ein modifizierter Probenstab konstruiert, der mit dem Vektormagnetsystem des Cryogenics  $^4\text{He}$ -Kryostats kompatibel ist. Damit lässt sich eine Basistemperatur von  $T \approx 350\text{ mK}$  erreichen, die bis zu 48 Stunden lang gehalten werden kann. Nachdem das Reservoir an flüssigem  $^3\text{He}$  verdampft wurde, kann das System durch erneute Verflüssigung des gasförmigen  $^3\text{He}$  regeneriert werden. Während dieser Phase ist es nicht zu vermeiden, dass die Probe auf Temperaturen von  $T \approx 2\text{ K}$  erwärmt wird. Im Anschluss an die Regenerationsphase kann ein neuer Messzyklus bei Basistemperatur gestartet werden.

### **$^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostat**

Das Funktionsprinzip des  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostats wurde 1951 von H. London vorgeschlagen [160] und beruht auf der Beobachtung, dass sich eine  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung bei Temperaturen unterhalb von  $T \approx 1\text{ K}$  in zwei Phasen aufteilt. Die verdünnte Phase enthält dabei ca. 6,5 %  $^3\text{He}$ , während die konzentrierte Phase zu fast 100 % aus  $^3\text{He}$  besteht. Mit Hilfe eines abgeschlossenen Pumpkreislaufs wird der verdünnten Phase kontinuierlich  $^3\text{He}$  entzogen, welches durch  $^3\text{He}$  aus der konzentrierten Phase ersetzt wird. Für den Phasenübergang von der konzentrierten zur verdünnten Phase muss Energie aufgebracht werden, welche der Mischung in Form

von thermischer Energie entzogen wird. Daraus resultiert eine kontinuierlich Kühlleistung mit der Temperaturen bis hinab zu  $T \approx 2$  mK erreicht werden können.

Das vorhandene Kelvinox TLM System von Oxford Instruments bietet eine Basistemperatur von  $T \approx 15 - 20$  mK und einen zugänglichen Temperaturbereich von der Basistemperatur bis  $T \approx 1$  K. Zudem ist es mit supraleitenden Magnetfeldspulen ausgestattet, die ein Magnetfeld mit einer maximalen Stärke von  $B_r = 19$  T entlang einer festgelegten Richtung erzeugen können. Dank einer mechanisch drehbaren Probenhalterung kann die Probe im Magnetfeld kontinuierlich um  $180^\circ$  gedreht werden. Es sind zwei verschiedene Rotationsebenen möglich, nämlich eine parallel und eine senkrecht zur Probenebene. Beim Einbau der Probe muss man sich allerdings auf eine der beiden Möglichkeiten festlegen. Die Rotationsmechanik am Probenstab kann sowohl manuell also auch mit Hilfe eines elektrischen Schrittmotors bedient werden.

### Vor- und Nachteile im Vergleich

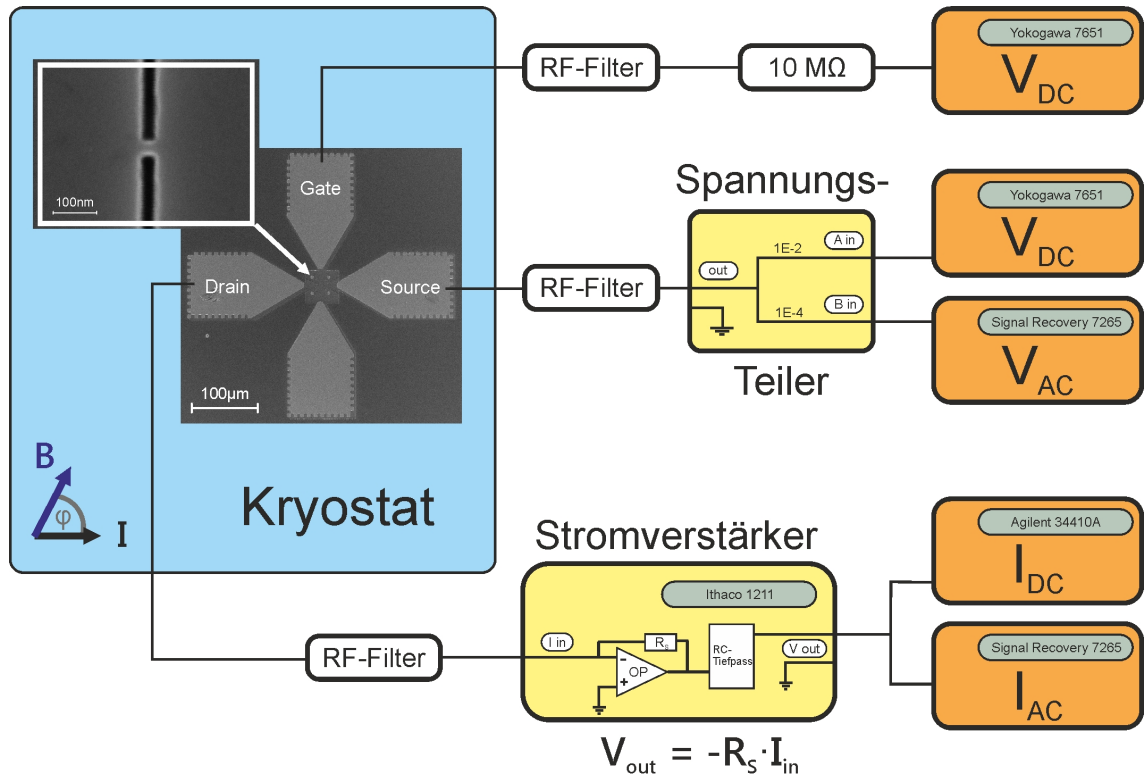
Mit beiden Messplätzen sind Versuchstemperaturen unter  $T = 1$  K möglich, wobei das Kelvinox-System die deutlich niedrigere Basistemperatur und die bessere Langzeitstabilität aufweist. Das geschlossene  $^3\text{He}$ -Bad-System bietet dagegen den bei weitem größeren zugänglichen Temperaturbereich.

Das Kelvinox-System ist mit einem sehr starken Magneten ausgestattet, der statische Magnetfelder mit einer maximalen Stärke von  $B_r = 19$  T ermöglicht. Die Magnetfeldrichtung relativ zur Probe kann im Gegensatz zum Vektormagneten des geschlossenen  $^3\text{He}$ -Bad-Systems nur durch eine mechanische Rotation der Probe verändert werden und ist deshalb stets mit einem starken Wärmeeintrag in das System verbunden. Die Temperaturstabilität der Probe wird dadurch teilweise für mehrere Stunden empfindlich gestört. Dieses Problem tritt im Fall des geschlossenen  $^3\text{He}$ -Bad-Systems dank des Vektormagneten nicht auf. Die maximale Magnetfeldstärke von  $B_r = 1$  T ist dagegen sehr knapp bemessen.

Beide Systeme erfordern einen ähnlichen Aufwand bei der Installation der Probe und können für einen Großteil der Versuche alternativ verwendet werden.

## 5.2 Messaufbau für die elektrischen Transportuntersuchungen

Alle Transportuntersuchungen an NC-Proben wurden in Zweipunktgeometrie durchgeführt. Abbildung 5.1 zeigt dazu eine schematische Darstellung des verwendeten Messaufbaus: Der Strompfad führt ausgehend von der Spannungsquelle (Yokogawa 7651) zunächst zum Spannungsteiler, der direkt über eine BNC-Buchse am Probenstab montiert ist. Der Spannungsteiler hat zwei Eingänge, die das Eingangssignal im Verhältnis 1:100 (Eingang A) bzw. 1:10000 (Eingang B) teilen. Dadurch ist



**Abbildung 5.1** Schematische Darstellung des Messaufbaus.

es möglich, bis zum Spannungsteiler mit großen Signalen zu arbeiten, die weniger empfindlich gegenüber externen Störquellen sind. Die beiden Eingänge werden anschließend zu einem Ausgangssignal zusammengefasst. Dies wird bei der Messung dazu genutzt, die DC-Spannung mit einer kleinen AC-Spannung zu modulieren. Als AC-Spannungsquelle wurde der Oszillatorausgang eines Signal Recovery 7265 Lock-In Messverstärkers genutzt. Der Spannungsteiler stellt zudem den zentralen Massebezugspunkt der Messung dar. Deshalb werden die Schirmungen der BNC-Messleitungen an den Eingängen des Spannungsteilers durch isolierte BNC-Buchsen unterbrochen, wodurch Masseschleifen zwischen den Messgeräten größtenteils vermieden werden können. Das modulierte Spannungssignal wird über einen optionalen RF-Filter, der Radiofrequenzsignale oberhalb von ca. 100 kHz unterdrückt, zur Probe geleitet. Der zweite Probenkontakt ist mit dem ersten über den Nanokontakt verbunden. Von dort führt eine Messleitung über einen weiteren optionalen RF-Filter und ein möglichst kurz gehaltenes BNC-Koaxialkabel zum Stromverstärker, der nach dem Prinzip eines Transimpedanzverstärkers arbeitet. Der Eingang des Verstärkers wird mit Hilfe eines Operationsverstärkers konstant auf Massepotential gehalten. Die Stromaufnahme des Operationsverstärkers beträgt nur wenige Femtoampere und kann deshalb in den meisten Fällen vernachlässigt werden. Der Eingangsstrom ( $I_{in}$ ) muss folglich über einen bekannten Shunt-Widerstand ( $R_S$ ) am Operationsverstärker vorbei fließen. Nach dem ohmschen Gesetz ist der Spannungsabfall über dem Widerstand gleich  $R_S \cdot I_{in}$ . Wegen der speziellen Verschaltung des Operati-



onsverstärkers ergibt sich zusätzlich ein Vorzeichenwechsel, sodass sich schließlich eine Ausgangsspannung ( $V_{out}$ ) von  $V_{out} = -R_S \cdot I_{in}$  ergibt. Der Stromverstärker konvertiert einerseits das Stromsignal in eine Spannung relativ zum Massebezugspunkt, andererseits wird das Ausgangssignal um den Faktor  $R_S$  verstärkt.  $V_{out}$  kann schließlich mit einem Spannungsmessgerät gemessen werden. Als Stromverstärker wurde der Ithaco 1211 von DL Instruments verwendet, der Verstärkungsfaktoren von  $10^2$ - $10^{10}$  anbietet. Zusätzlich dazu kann ein Tiefpassfilter am Signalausgang des Ithaco 1211 genutzt werden, um Störspitzen zu glätten und so die nachfolgenden Spannungsmessgeräte vor einem Messbereichsüberlauf zu schützen. Bei der Wahl der Anstiegszeit des Filters wurde darauf geachtet, dass der AC-Anteil des Signals durch den Filter nicht reduziert wird. Die Wandlung des Stromsignals in ein Spannungssignal hat neben der Signalverstärkung einen weiteren Vorteil: Es lässt sich problemlos auf mehrere Messgeräte aufteilen, um unabhängig voneinander sowohl das DC-Signal als auch die AC-Komponente zu messen. Für das DC-Signal wurde ein gewöhnliches digitales Spannungsmessgerät (Agilent 34410A) verwendet. Dabei wird die AC-Komponente im Messsignal während der Messung durch Integration über viele Perioden der AC-Modulation eliminiert. Das AC-Signal wird mit Hilfe der Lock-In-Messtechnik vom DC-Hintergrund und von Signalkomponenten auf Frequenzen, die nicht der Anregungsfrequenz der AC-Modulation entsprechen, getrennt. Dafür wird der Messeingang des Signal Recovery 7365 Lock-In Messverstärkers verwendet, der zuvor schon für die Signalmodulation zum Einsatz kam. Der Oszillatorausgang ist intern mit den Messeingängen phasentreu synchronisiert, sodass neben der Signalamplitude auch eine Phasenverschiebung des Signals gegenüber der Oszillatoranregung bestimmt und eine phasenkorrekte Mittelung des Signals vorgenommen werden kann. Der Messaufbau wird durch eine weitere DC-Spannungsquelle (Yokogawa 7651) komplettiert. Diese führt über einen Schutzwiderstand von  $10\text{ M}\Omega$  mit angeschlossenem optionalen RF-Filter zum Topgate-Kontakt der Probe. Das Topgate ist gegenüber dem Strompfad der Probe isoliert und koppelt rein kapazitiv an den Nanokontakt. Bei hohen Gate-Spannungen ( $V_G \gtrsim 10\text{ V}$ ) treten kleine Leckströme durch das Dielektrikum auf, die den zugänglichen Spannungsbereich für den Gate-Kontakt begrenzen. Anschließend folgen einige Bemerkungen zum gewählten Messaufbau:

### Zweipunkt-Messaufbau

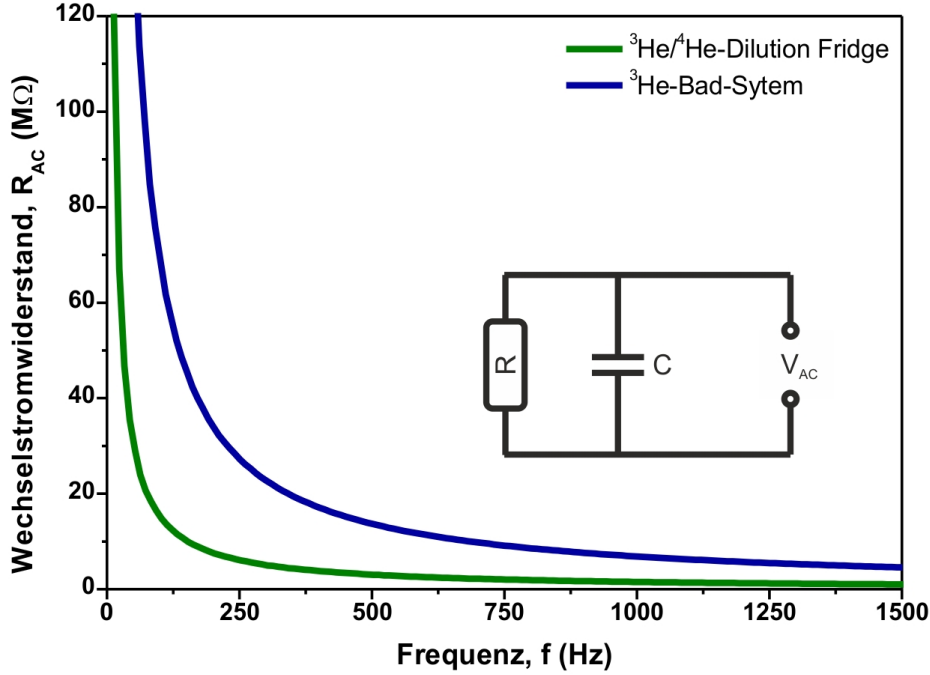
Im Zweipunkt-Messaufbau wird eine bekannte Bias-Spannung ( $V_{2P}$ ) an den beiden Probenkontakten angelegt und der daraus resultierende Stromfluss ( $I_{2P}$ ) gemessen. Der Zweipunktwiderstand der Probe ( $R_{2P}$ ) errechnet sich nach dem ohmschen Gesetz zu  $R_{2P} = V_{2P}/I_{2P}$ . Der große Nachteil der Zweipunktmessung ist, dass der Probenwiderstand zusammen mit parasitären Widerständen von Messleitungen und Kontakten in Serie geschaltet ist. Es ist nicht möglich im Rahmen der Zweipunktmessung zwischen den verschiedenen Komponenten zu unterscheiden. Für eine präzise Widerstandsmessung würde man deshalb in vielen Fällen eine Vierpunktmessung

bevorzugen. Die Vierpunktmessung zeichnet sich dadurch aus, dass zusätzlich zu den beiden stromführenden Kontakten (2P) zwei weitere Kontakte möglichst nahe an der Probe angebracht werden, mit denen der tatsächliche Spannungsabfall über der Probe gemessen wird (4P). Nach dem ohmschen Gesetz gilt dann für den Vierpunktwiderstand  $R_{4P} = V_{4P}/I_{2P}$ . Im Fall der NC-Proben ist es schon alleine aus technischer Sicht wegen der winzigen Abmessungen sehr schwierig zwei zusätzliche Spannungsabgriffe direkt am NC anzubringen. Zudem ist nicht klar, wie sich diese auf das Transportverhalten des NC auswirken würden. Für besonders hochohmige Proben kann ohnehin auf eine Vierpunktmessung verzichtet werden, sofern die parasitären Widerstandsbeiträge gegenüber dem Probenwiderstand vernachlässigbar sind. In diesem Fall fällt der bei weitem größte Teil der Bias-Spannung über der Probe ab, sodass  $V_{2P} \approx V_{4P}$  gilt. Ein parallel geschaltetes Spannungsmessgerät würde sich hier sogar negativ bemerkbar machen, da ein Leckstrom über den endlichen Innenwiderstand des Messgeräts (typisch 10 M $\Omega$ ) an der Probe vorbei fließen könnte und so die Strommessung verfälschen würde. Zur Kontrolle wurden Referenzproben angefertigt und vermessen, die abgesehen vom Nanokontakt identisch mit den NC-Proben sind. Dadurch können die Beiträge durch Zuleitungen und Kontaktwiderstände separat untersucht werden und gegebenenfalls in die Interpretation der Messdaten mit einbezogen werden.

### Frequenz der AC-Modulation

Bei der Wahl der Frequenz ( $f$ ) für die AC-Modulation der DC-Bias-Spannung wurden mehrere messtechnische Aspekte berücksichtigt. Einerseits wäre eine möglichst hohe Modulationsfrequenz sinnvoll, um sowohl das intrinsische frequenzabhängige  $1/f$ - bzw.  $1/f^2$ -Rauschen hinreichend zu unterdrücken als auch eine ausreichende phasenkorrekte Mittelung des AC-Messsignals innerhalb des Messintervalls zu ermöglichen. Andererseits kommen bei hohen Frequenzen parasitäre Effekte zum Tragen, die es zu vermeiden gilt. Die verbauten RF-Filter verhalten sich unkritisch, da sie Signale erst im Radiofrequenzbereich unterdrücken. Der Tiefpassfilter des Stromverstärkers ist ebenfalls unkritisch, da dessen Anstiegszeit so gewählt werden kann, dass er das Modulationssignal nicht abschwächt sondern ausschließlich hochfrequente Störsignale unterdrückt. Das größte Problem stellt in diesem Zusammenhang die kapazitive Kopplung der Messleitungen zur Umgebung dar. Betrachtet man zunächst nur die beiden Messleitungen, die für die Zweipunktmessung benötigt werden, dann kann deren kapazitive Kopplung zueinander im Ersatzschaltbild (siehe Inset in Abb. 5.2) als Kondensator ( $C$ ) parallel zum Probenwiderstand ( $R$ ) dargestellt werden. Eine Kopplung zu anderen Messleitungen oder zur Masse sei vorerst vernachlässigt. Für  $R \rightarrow \infty$  ergibt sich dann ein frequenzabhängiger Stromfluss ( $I_{AC}$ ) über den endlichen Wechselstromwiderstand

$$X_C = \frac{1}{2\pi f C} \quad (5.1)$$



**Abbildung 5.2** Frequenzabhängiger Wechselstromwiderstand  $R_{AC}$  der Messleitungen; die Messung fand bei Raumtemperatur und mit offenen Messleitungen ( $R_{Probe} \rightarrow \infty$ ) statt. Das Inset zeigt das Ersatzschaltbild der Messung.

zwischen den Messleitungen. Abbildung 5.2 zeigt den frequenzabhängigen Widerstand  $X_C$  für die beiden verwendeten Messplätze. Da  $R$  und  $X_C$  parallel geschaltet sind, addieren sie sich gemäß

$$\frac{1}{R_{AC}} = \frac{1}{R} + \frac{1}{X_C} \quad (5.2)$$

zum gemessenen Widerstand  $R_{AC}$ .  $X_C$  stellt damit unabhängig von  $R$  für den gemessenen Widerstand eine frequenzabhängige Obergrenze dar. Für den betrachteten Fall könnte der Messfehler durch die kapazitive Kopplung zwischen den beiden Messleitungen bei bekanntem  $X_C(f)$  leicht korrigiert werden. Dies ändert sich jedoch, wenn man zusätzlich eine kapazitive Kopplung zu anderen Messleitungen und zur Masse berücksichtigt. In diesem Fall kann sich  $I_{AC}$  auf mehrere Messleitungen verteilen oder direkt in Richtung Masse abfließen. Beides kann durch die Messung nicht erfasst werden, sodass eine Korrektur nicht mehr möglich ist. Aus diesem Grund sollte  $X_C \gg R$  erfüllt sein, was speziell im Fall der NC-Proben kaum einzuhalten ist, da diese ihren Widerstand in Abhängigkeit der Bias-Spannung während der Messung extrem stark ändern können.

Die Wahl der Modulationsfrequenz stellt folglich immer einen mehr oder weniger guten Kompromiss dar. Für die Messungen in dieser Arbeit wurde die Frequenz so gewählt, dass  $X_C \gtrsim 5 M\Omega$  erfüllt ist. Damit ergibt sich ein Obergrenze für  $f$  an

den beiden Messplätzen von 350 Hz ( $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostat) bzw. 1400 Hz (geschlossenes  $^3\text{He}$ -Bad-System).

### Spannungs-Offset im Messaufbau

Zu Beginn dieses Abschnitts wurde das Funktionsprinzip des Stromverstärkers beschrieben. Eine der Kernaussagen war, dass mit Hilfe eines Operationsverstärkers der Eingang des Verstärkers konstant auf Massepotential gehalten wird. Tatsächlich lässt sich aber eine kleine Offsetspannung zwischen dem Eingang des Stromverstärkers und dem Massebezugspunkt kaum vermeiden, sodass auch ohne angelegter Bias-Spannung bereits ein minimaler Offset-Strom detektiert wird. Der Stromverstärker ist nicht alleine für die auftretende Offset-Spannung verantwortlich. Auch die beiden Spannungsquellen im Stromkreis haben einen Anteil daran. Insbesondere der Oszillatorausgang des Lock-In Messverstärkers liefert einen nennenswerten Beitrag im  $\mu\text{V}$ -Bereich. Der Stromverstärker bietet deshalb die Möglichkeit, die Offset-Spannung manuell zu kompensieren. Leider ist die Kompensation nicht immer präzise genug, sodass trotzdem ein kleiner Offset-Strom bestehen bleibt. In den meisten Fällen kann dieser problemlos vernachlässigt werden. Nennenswerte Fehler ergeben sich nur im Bereich kleiner Bias-Spannungen bzw. kleiner Ströme, wenn der gemessene Strom vergleichbar mit dem Offset-Strom ist. Besonders deutlich tritt dies bei IV-Kennlinien in der Nähe des Koordinatenursprungs zutage. Hier ist die Berechnung des Widerstands nach dem ohmschen Gesetz besonders stark fehlerbehaftet. Dies äußert sich typischerweise in Form eines zum Ursprung hin stark ansteigenden bis divergierenden Verlauf des Widerstands.

Der Offset könnte rechnerisch aus der IV-Kennlinie eliminiert werden, sodass die Kennlinie durch den Koordinatenursprung verläuft. Das Problem dabei ist, dass im Allgemeinen sowohl die Bias-Spannung als auch der gemessenen Source-Drain-Strom Offset-behaftet sind. Speziell im Fall von nichtlinearen Kennlinien kann eine nachträgliche Offset-Kompensation nur dann korrekt durchgeführt werden, wenn beide Beiträge bekannt sind.

Der Stromoffset durch den Stromverstärker kann als zeitlich konstant betrachtet werden, sodass er im Fall einer AC-Messung mit Lock-In Technik nicht zutage tritt. Das AC-Signal beinhaltet allerdings eine frequenzabhängige Unsicherheit durch den parallel geschalteten Wechselstromwiderstand zwischen den Messleitungen. Ein möglicher Offset bezüglich der Bias-Spannung bleibt auch für die AC-Messung bestehen.

# 6 Grundlegende Messgrößen und Kennlinien

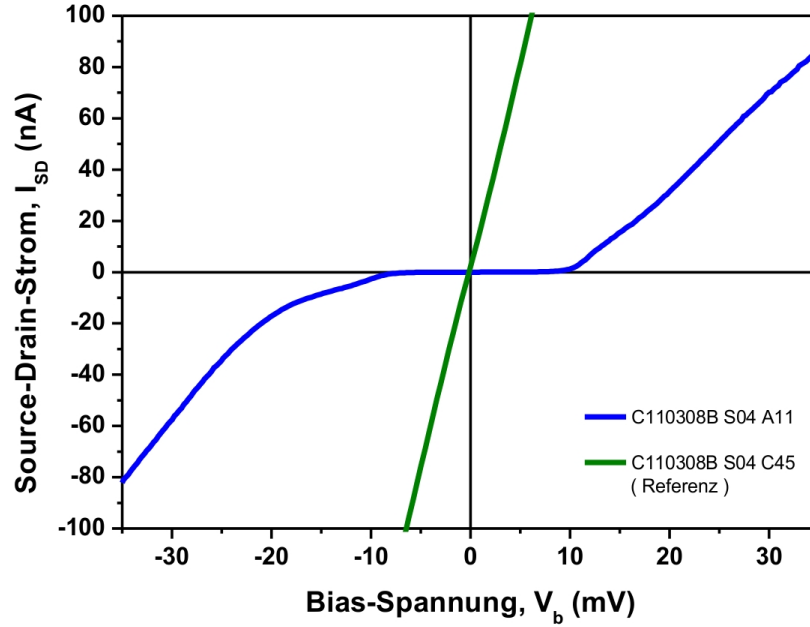
In diesem Kapitel werden zunächst die verschiedenen Messgrößen und Kennlinien vorgestellt, die die Grundlage für die nachfolgend diskutierten Datensätze bilden. Abschnitt 6.1 beschäftigt sich zunächst mit den Basisgrößen Strom, Spannung, Widerstand und Leitwert. Abschnitt 6.2 diskutiert die Vorteile, welche sich aus der Darstellung der Messdaten in Form des differentiellen Widerstandes bzw. des differentiellen Leitwerts ergeben, während in Abschnitt 6.3 eine typische Gate-Kennlinie vorgestellt wird. Abschnitt 6.4 zeigt schließlich eine quasi dreidimensionale Darstellung des Leitwerts in Abhängigkeit von Bias- und Gate-Spannung (Stabilitätsdiagramm).

## 6.1 IV-Kennlinie, Widerstand und Leitwert

Die Basis für einen Großteil aller in dieser Arbeit durchgeführten Transportuntersuchungen bildet die IV-Kennlinie. Dafür wird der Strom ( $I_{SD}$ ) durch die Nanokontakt (NC) -Struktur in Abhängigkeit der von außen angelegten Bias-Spannung ( $V_b$ ) zwischen Source- und Drain-Kontakt gemessen. Der Zusammenhang zwischen den beiden Messgrößen wird für gewöhnlich in einem xy-Diagramm veranschaulicht (siehe Abb. 6.1). Für einen ohmschen Leiter ergibt sich daraus eine Gerade durch den Ursprung, wobei die Steigung der Gerade, dem ohmschen Gesetz folgend, dem Widerstand ( $R$ ) der Probe entspricht. Der elektrische Leitwert ( $G$ ) ist für einen dreidimensionalen ohmschen Leiter als  $G = I/V = R^{-1}$  definiert.

Es gibt allerdings auch viele elektrische Bauelemente, für die das ohmsche Gesetz nicht gilt. Beispiele dafür sind Dioden, Transistoren oder Tunnelkontakte. All diese Bauelemente weisen einen nichtlinearen Verlauf der IV-Kennlinie auf. Der Widerstand einer solchen Probe kann folglich nicht eindeutig durch den Quotienten aus angelegter Spannung und resultierendem Stromfluss berechnet werden, da sich für verschiedene Paare von  $V_b$  und  $I_{SD}$  unterschiedliche Widerstände  $R$  ergeben. Für kleine Spannungsänderungen ( $dV_b$ ) kann die resultierende Stromänderung ( $dI_{SD}$ ) allerdings als linear genähert werden, sodass sich der differentielle Widerstand ( $r$ ) einer nicht ohmschen Probe analog zum ohmschen Gesetz gemäß  $r = dV_b/dI_{SD}$  berechnen lässt. Der differentielle Widerstand ist also eine nicht konstante Funktion von  $V_b$  und  $I_{SD}$ , die sogar abschnittsweise negativ sein kann, wenn mit steigender Spannung der Stromfluss abnimmt. Bekannte Beispiele für Bauelemente mit negativem

differentiellem Widerstand sind die Esaki-Tunnel diode, die Resonante-Tunnel diode und die Gunn-Diode. Für die meisten elektrischen Bauelemente ist der differentielle Widerstand allerdings durchgängig positiv. Der differentielle Leitwert ( $g$ ) wird mit gleicher Argumentation als  $g = dI_{SD}/dV_b$  definiert. Im Falle eines ohmschen Leiters sind  $R$  und  $r$  bzw.  $G$  und  $g$  identisch.



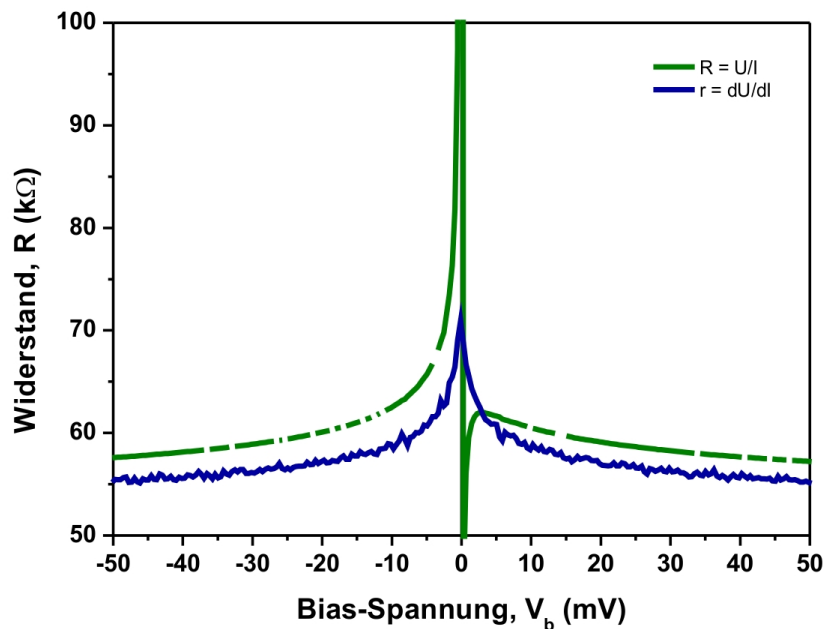
**Abbildung 6.1** IV-Kennlinien von Probe C110308B\_S04. Die blaue Kennlinie wurde an einer Nanokontaktprobe gemessen, während die grüne Kennlinie von einer Referenzprobe stammt.

Messbedingungen: für A11  $V_G = 0$  V,  $B_r = 0$  T,  $T \approx 23$  mK; für C45  $V_G = 0$  V,  $B_r = 1$  T,  $T \approx 45$  mK

Abbildung 6.1 zeigt beispielhaft die IV-Kennlinien von Probe C110308B\_S04\_C45 und C110308B\_S04\_A11. Probe C110308B\_S04\_C45 ist nicht nanostrukturiert, abgesehen davon aber identisch aufgebaut wie die nanostrukturierten Proben. Diese und ihre Schwesterproben werden im Folgenden als Referenzproben herangezogen, um den Einfluss des NC auf die Transporteigenschaften besser einschätzen zu können. Der Verlauf der IV-Kennlinie ist linear und geht durch den Ursprung; die Referenzprobe gehorcht also dem ohmschen Gesetz. Im Gegensatz dazu zeigt die IV-Kennlinie der NC-Probe C110308B\_S04\_A11 einen ausgeprägt nichtlinearen Verlauf. Für kleine Bias-Spannungen von  $|V_b| \lesssim 10$  mV ist der Stromfluss durch die Probe blockiert. Daran schließen sich in der IV-Kennlinie Bereiche mit unterschiedlicher Steigung an, ehe sich die Kennlinie für  $V_b \gtrsim |25|$  mV einem linearen Verlauf annähert. Das ohmsche Gesetz bleibt allerdings auch im linearen Bereich ungültig, da dieser nach  $V_b = 0$  V extrapoliert keine Ursprungsgerade ergibt.

Das Probendesign lässt nur eine einfache Zweipunktmessungen zu, die integral die Eigenschaften von Kontakten, Zuleitungen und Nanokontakt enthält. Die einzelnen Bestandteile des Messsignals können dabei nicht einzeln aufgeschlüsselt werden. Der Vergleich mit der Referenzprobe zeigt jedoch, dass weder die Kontakte zum (Ga,Mn)As-Material noch die Transporteigenschaften der Zuleitungen zu dem beobachteten, extrem nichtlinearen Verhalten führen. Folglich können die speziellen Transporteigenschaften der NC-Probe, wie erwartet, direkt mit dem nanostrukturierten Teil der Probe in Verbindung gebracht werden.

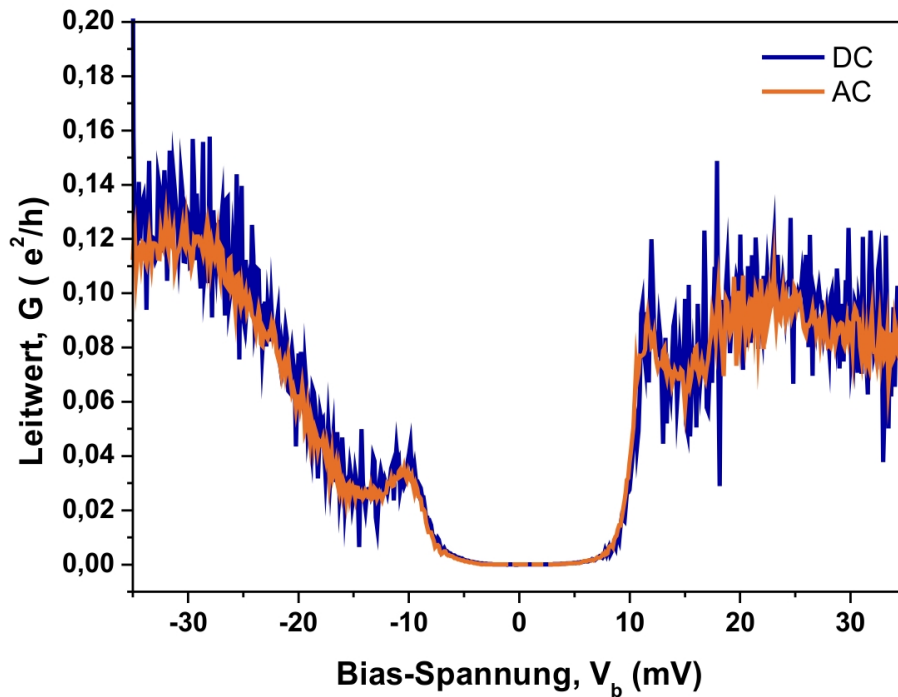
## 6.2 Differentielle Darstellung von Leitwert und Widerstand



**Abbildung 6.2** Der Widerstand wurde anhand der in Abb. 6.1 gezeigten IV-Kennlinie der Referenzprobe berechnet. Die grüne Linie zeigt den Widerstandsverlauf berechnet nach dem ohmschen Gesetz, die blaue Linie den Verlauf, der durch numerische Differentiation der IV-Kennlinie gewonnen wurde.

Die IV-Kennlinien stellen die Rohdaten für die anfangs beschriebenen physikalischen Größen Widerstand und Leitwert bzw. deren differentielle Varianten  $r$  und  $g$  dar. Aus experimenteller Sicht sind die differentiellen Größen  $r$  und  $g$  gegenüber  $R$  und  $G$  zuverlässiger, da sie nur die relative Änderung der Messwerte interpretieren und nicht deren Absolutwerte miteinander vergleichen. Speziell im Fall von Gleichstrommessungen mit Hilfe eines Messverstärkers ist es äußerst schwierig, den

Nullpunkt für die Strom- und die Spannungsmessung korrekt festzulegen (siehe dazu auch Abschnitt 5.2). Vor allem die Messwerte nahe Null sind deshalb meist mit einem großen, relativen Fehler behaftet. Eine nachträgliche Offset-Korrektur könnte den Fehler zwar reduzieren, ist aber im Grunde willkürlich, da sowohl der Offset der Spannungs- als auch der der Strommessung unbekannt sind und der einzige physikalisch begründbare Fixpunkt der Ursprung im IV-Diagramm ist. Die Messfehler können bei abgeleiteten Messgrößen zu ungewöhnlich starken Abweichungen durch Rechenartefakte führen. Berechnet man beispielsweise den Widerstand für alle Messpunkte einer IV-Kennlinie nach dem ohmschen Gesetz, dann divergiert  $R$  selbst bei einem augenscheinlich linearen Verlauf im Bereich kleiner Spannungen um  $V_b = 0$  V. Als Beispiel ist in Abbildung 6.2 der Widerstand der in Abb. 6.1 gezeigten IV-Kennlinien der Referenzprobe in Abhängigkeit der angelegten Bias-Spannung dargestellt. Die grüne Linie beschreibt den Widerstandsverlauf, berechnet nach dem ohmschen Gesetz, die blaue Linie den Verlauf des differentiellen Widerstands, der durch numerische Differentiation der IV-Kennlinie gewonnen wurde. Die grüne Linie zeigt das erwähnte divergente Verhalten um  $V_b = 0$  V; die blaue Linie zeigt im gleichen Bereich lediglich leicht ansteigende Werte.



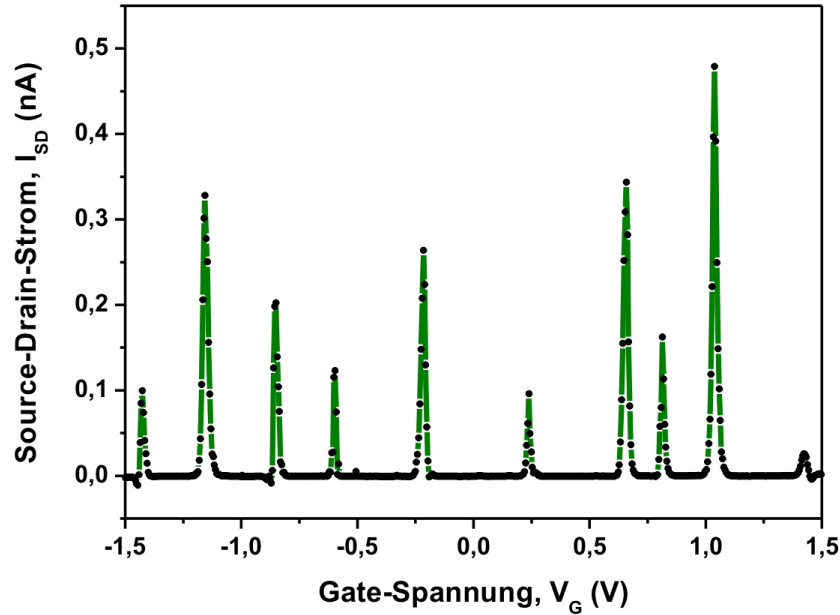
**Abbildung 6.3** Leitwert-Kennlinie von Probe C110308B\_S04\_A11; die blaue Kurve wurde durch numerische Differentiation der zugehörigen IV-Kennlinie errechnet, die orange Linie wurde direkt im AC-Lock-In Verfahren gemessen.  
Messbedingungen:  $V_{ac} = 50 \mu\text{V}$ ,  $V_G = 0$  V,  $B_r = 0$  T,  $T \approx 23$  mK



Neben der Methode der numerischen Differentiation können  $g$  und  $r$  auch direkt mit Hilfe einer speziellen Messtechnik gewonnen werden. Dazu wird der Bias-Spannung eine kleine, oszillierende Spannung ( $dV_{ac}$ ) aufgeprägt, sodass die effektive Bias-Spannung ( $V_{eff}^{\pm}$ ) während der Messung zwischen  $V_{eff}^{\pm} = V_b \pm dV_{ac}$  oszilliert. Mit Hilfe eines Lock-In Messverstärkers ist es möglich, ausschließlich die oszillierende Komponente des Messsignals zu detektieren, welche der Stromänderung infolge der Spannungsänderung entspricht. Der differentielle Leitwert ergibt sich damit einfach als  $g = dI/dV_{ac}$ ; der differentielle Widerstand berechnet sich analog zu  $r = 1/g = dV_{ac}/dI$ . Abbildung 6.3 vergleicht beide Verfahren anhand zweier Leitwertkennlinien von Probe C110308B\_S04\_A11. Die blaue Kennlinie wurde durch numerische Differentiation der IV-Kennlinie aus Abbildung 6.1 errechnet; die orange Kennlinie wurde zeitgleich mit Hilfe der AC-Lock-In-Technik aufgezeichnet. Man erkennt sofort, dass beide Kurven annähernd deckungsgleich übereinander liegen. Die DC-Kurve zeigt allerdings ein deutlich größeres Rauschen, da die Methode der numerischen Differentiation das Messrauschen überproportional hervorhebt.

Aus diesen Überlegungen heraus werden im Folgenden hauptsächlich die abgeleiteten Größen  $r$  und  $g$  als Vergleichsgrößen herangezogen. Im Sinne einer einfacheren Diskussion wird im Folgenden nicht zwischen den Begriffen Widerstand und differentieller Widerstand bzw. Leitwert und differentieller Leitwert unterschieden. Das gleiche gilt für die Symbole  $R$  und  $G$ , die aus den gleichen Gründen die Symbole  $r$  bzw.  $g$  ersetzen. Falls eine Unterscheidung notwendig ist, wird explizit darauf hingewiesen. An dieser Stelle sei noch eine allgemeine Bemerkung zur Verwendung der Größen Widerstand und Leitwert anstelle der aus physikalischer Sicht grundlegenden Größen spezifischer Widerstand ( $\rho$ ) bzw. Leitfähigkeit ( $\sigma$ ) angeschlossen:  $\rho$  und  $\sigma$  sind materialspezifische Größen und insbesondere unabhängig von der speziellen Form und Größe der untersuchten Probe. Ist zum Beispiel  $\rho$  für ein gegebenes Material bekannt, so lässt sich für eine quaderförmige Probe der Probenwiderstand  $R$  aus deren Abmessungen gemäß  $R = \rho \cdot \frac{L}{A}$  berechnen, wobei  $L$  die Länge der Probe und  $A$  die Querschnittsfläche der Probe angeben. Ebenso basiert die klassische Beschreibung des Ladungstransports auf materialspezifischen, probenunabhängigen Größen. Hierbei wird allerdings stets ein direkter Zusammenhang zwischen den materialspezifischen Größen und den probenspezifischen Größen angenommen. Diese Voraussetzung ist bei den in dieser Arbeit untersuchten NC-Proben nicht immer gegeben, wie sich bereits aus dem Vergleich der beiden IV-Kennlinien aus Abb. 6.1 erahnen lässt und im Folgenden noch deutlicher gezeigt wird; kleinste Änderungen an der Probengeometrie im Bereich des Nanokontakts bewirken große Änderungen im elektrischen Transportverhalten. Dem Probenrand kommt mit abnehmender Probengröße eine zunehmend wichtigere Rolle zu. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, probenspezifische Messgrößen wie Leitwert oder Widerstand zur Beschreibung der Transportcharakteristik der NC-Proben zu verwenden.

### 6.3 Gate-Kennlinie



**Abbildung 6.4** Gate-Kennlinie von Probe C110308B\_S04\_A04: Die schwarzen Punkte stellen die diskreten Messpunkte dar, die grüne Linie verbindet die Messpunkte, um dem Verlauf besser folgen zu können.

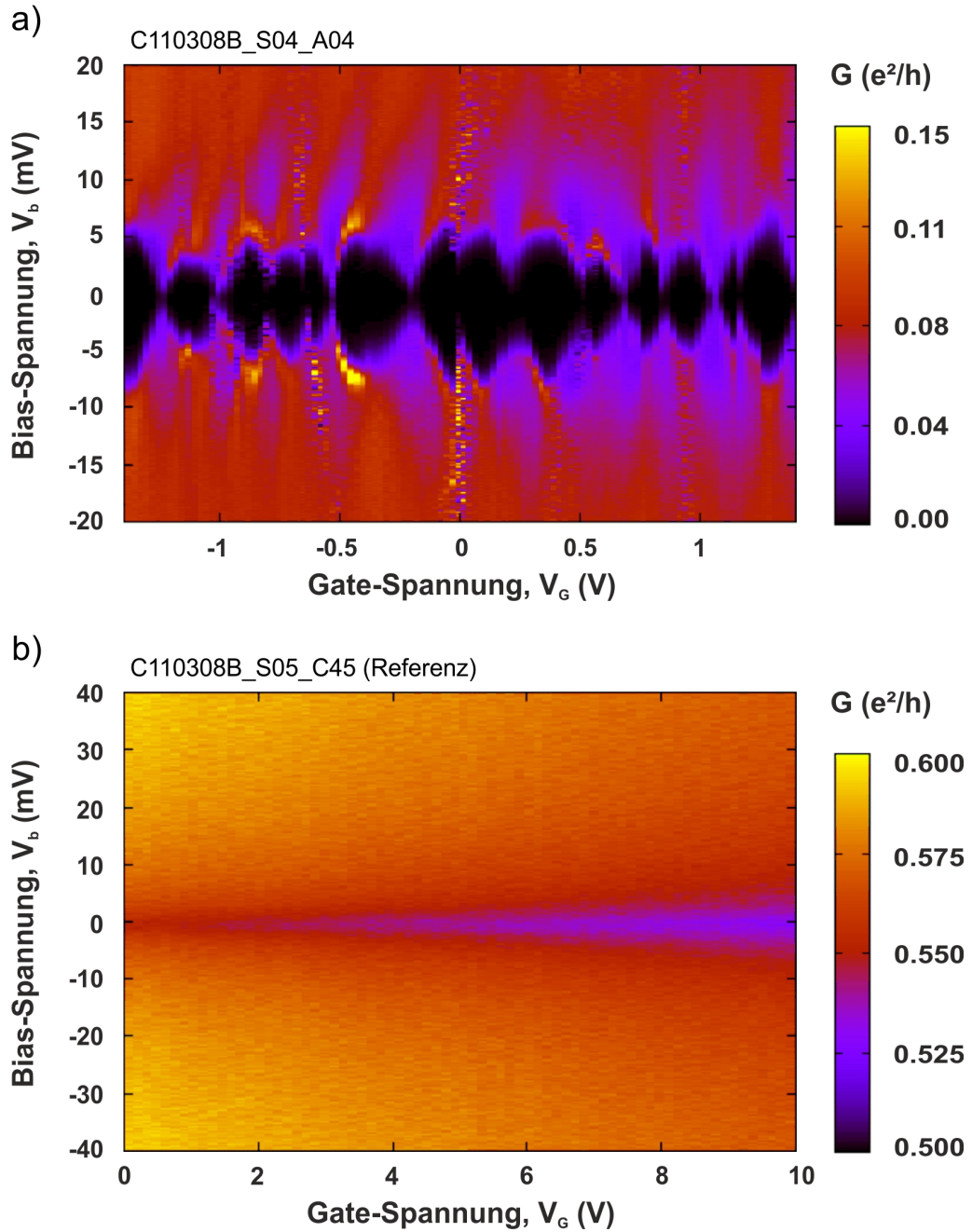
Messbedingungen:  $V_b = 0,1 \text{ mV}$ ,  $B_r = 0 \text{ T}$ ,  $T \approx 100 \text{ mK}$

Die NC-Proben sind mit einem rein kapazitiv gekoppelten, flächigen Kontakt (Topgate) versehen, mit dessen Hilfe sich das elektrostatische Potential der Insel manipulieren lässt. Das chemische Potential von Source- und Drain-Kontakt wird von der externen Spannungsquelle konstant gehalten, sodass der Topgate-Kontakt näherungsweise nur an den NC koppelt. Für eine Gate-Kennlinie wird bei konstanter Bias-Spannung der Strom vom Source- zum Drain-Kontakt  $I_{SD}$  in Abhängigkeit der Gate-Spannung ( $V_G$ ) gemessen. Abbildung 6.4 zeigt exemplarisch die Gate-Kennlinie von Probe C110308B\_S04\_A04 im  $V_G$   $I_{SD}$ -Diagramm. Der Strom durch die Probe ist für die meisten  $V_G$ -Werte annähernd null; nur innerhalb weniger schmaler Gate-Spannungs-Bereiche sind nennenswerte Stromspitzen zu erkennen. Das beobachtete Verhalten passt gut zu dem Transportverhalten eines Einzel-Elektronen-Transistors (SET), der in Abhängigkeit von  $V_G$  zwischen Coulomb-Blockade (CB) und sequentiellm Einzel-Elektronen-Transport (ST) periodisch hin und her wechselt (vgl. Abb. 3.5). Die Stromspitzen können dabei als Coulomb-Oszillationen gedeutet werden, auch wenn sie, wie hier gezeigt, weder perfekt periodisch auftreten, noch die gleiche Höhe aufweisen. Eine tiefer gehende Interpretation sei vorerst auf Kapitel 8 verschoben.

## 6.4 Stabilitätsdiagramm

Die vorangegangenen Abschnitte haben gezeigt, dass das Transportverhalten der NC-Proben nichtlinear bezüglich  $V_b$  ist und zudem eine komplexe (periodische) Abhängigkeit bezüglich  $V_G$  zeigt. Interpretiert man die NC-Probe als einen Einzel-Elektronen-Transistor, dann sind wesentliche Informationen in der gegenseitigen Abhängigkeit der beiden Parametern zu finden. Einzelne Kennlinien erlauben hingegen nur einen eingeschränkten, nicht immer eindeutigen Blick auf das Ganze und sind deshalb für eine detaillierte Transportanalyse nicht ausreichend. Die gegenseitige Abhängigkeit der Parameter wird erst anhand vieler zusammenhängender Kennlinien, die (gleichmäßig) über einen Ausschnitt des  $V_G$ - $V_b$ -Parameterraums verteilt sind, sichtbar. Die Darstellung der Daten in Form des Stabilitätsdiagramms ist dabei weit verbreitet: Sofern der Leitwert nicht ohnehin direkt gemessen wurde, wird er zunächst für jeden Messpunkt aus den IV-Kennlinien berechnet. Anschließend wird  $G$  farbcodiert in das  $V_G$ - $V_b$ -Diagramm eingetragen, sodass alle Messpunkte zusammen ein flächiges Farbmuster ergeben. Die Darstellung von Messdaten in der Form des Stabilitätsdiagramms wurde bereits in Kapitel 3.4 vorgestellt und im Zusammenhang mit der orthodoxen Theorie des Einzel-Elektronen-Transports ausführlich diskutiert.

Abbildung 6.5 a) zeigt exemplarisch einen Datensatz von Probe C110308B\_S04\_A04. Die gegenseitige Abhängigkeit der beiden Parameter  $V_G$  und  $V_b$  spiegelt sich in den Formen und Mustern wider, die sich quer durch den Parameterraum ziehen. Besonders auffällig sind dabei die schwarzen, rautenförmigen Coulomb-Diamanten (CD), innerhalb derer der Ladungstransport blockiert ist. Daran schließen sich Bereiche des sequentiellen Einzel-Elektronen-Tunnelns an. Die CD sind ein untrügliches Zeichen dafür, dass der Transport durch die NC-Proben im Bilde von Coulomb-Blockade und Einzel-Elektronen-Transport interpretiert werden muss. Zum direkten Vergleich ist in Abbildung 6.5 b) der Leitwert einer Referenzprobe in gleicher Art und Weise dargestellt. Die Referenzprobe zeigt erwartungsgemäß weder CB noch Leitwertoszillationen in Abhängigkeit von  $V_G$ . Es ist lediglich ein schwach nichtlineares Verhalten bzgl.  $V_b$  sowie eine schwache, lineare Abhängigkeit von  $V_G$  zu erkennen.



**Abbildung 6.5 a)** Stabilitätsdiagramm von Probe C110308B\_S04\_A04. Der Leitwert ist farbcodiert in der  $V_G$ - $V_b$ -Ebene dargestellt, um Korrelationen zwischen den beiden Parametern zu veranschaulichen. Besonders auffällig sind hierbei die schwarzen Bereiche, innerhalb denen kein Ladungstransport stattfindet. Zum direkten Vergleich ist in Teilbild **b)** der Leitwert einer Referenzprobe dargestellt.

Messbedingungen: für a)  $T \approx 24$  mK,  $B_r = 1$  T; für b)  $T \approx 340$  mK,  $B_r = 0$  T

## 7 Die intrinsische Struktur der (Ga,Mn)As-Nanokontakte

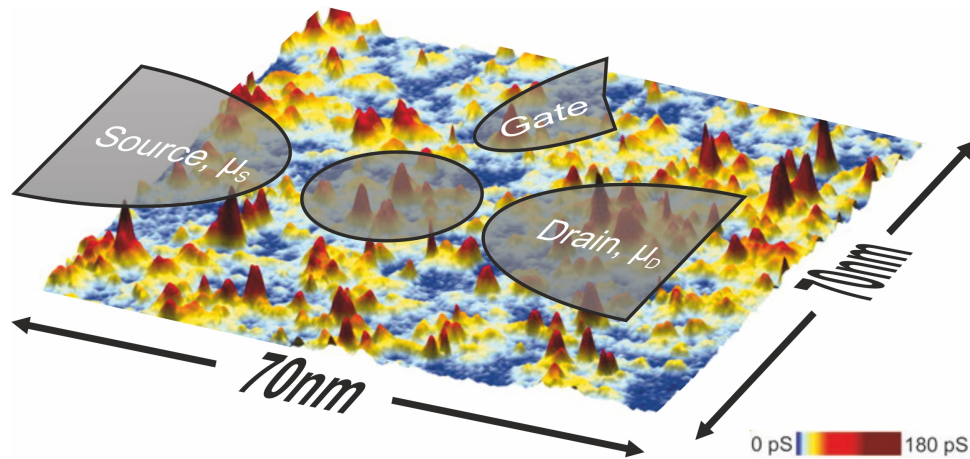
In diesem Kapitel wird die intrinsische Struktur von (Ga,Mn)As-Nanokontakten (NC) beleuchtet. Zunächst wird in Abschnitt 7.1 eine allgemeine Modellvorstellung entwickelt, ehe in den folgenden Abschnitten der Einfluss von Form und Größe (7.2), der Einfluss von Annealing (7.3) sowie der Einfluss weiterer Parameter (7.4) auf das allgemeine Transportverhalten der NC-Proben untersucht wird.

### 7.1 Die Nanokontakt-Struktur als Einzel-Elektronen-Transistor

Im vorangegangenen Kapitel wurden erste Messdaten präsentiert, die nahelegen den NC im Bilde des Einzel-Elektronen-Transistors (SET) zu interpretieren. Das Kernstück eines jeden SET bilden bekanntlich zwei in Serie geschaltete Tunnelkontakte, die den Strompfad unterbrechen. Der Teil zwischen den beiden Tunnelkontakten ist dadurch vom Rest der Probe isoliert und wird üblicherweise als Insel bezeichnet. Vergleicht man dies mit dem Aufbau der NC-Proben, dann drängen sich zwei Fragen auf: Wo befinden sich die beiden Tunnelkontakte und wieso entsteht infolge der Nanostrukturierung überhaupt eine isolierte Insel? Das Probendesign sieht schließlich weder das eine noch das andere explizit vor.

Die erste Frage ist einfach zu beantworten und wurde im Grunde schon in Kapitel 6.1 thematisiert. Dort sind in Abb. 6.1 IV-Kennlinien einer NC-Probe und einer Referenzprobe zu sehen. Die Referenzprobe zeigt dabei im Gegensatz zur NC-Probe ein ohmsches Verhalten und damit keine Anzeichen von Coulomb-Blockade (CB) oder sequentielltem Einzel-Elektronen-Tunneln (ST). Beide Proben unterscheiden sich nur hinsichtlich der Nanostrukturierung. Es liegt deshalb auf der Hand, die Tunnelkontakte zusammen mit der Insel am NC zu verorten. Eine klare Antwort auf die zweite Frage zu geben, ist dagegen schwieriger: Die beiden Tunnelkontakte werden jedenfalls nicht direkt geformt, sondern entstehen vermutlich als Nebenprodukt bei der Strukturierung der lateralen Einschränkung des NC. Wie man sich dies im Detail vorstellen könnte, wird im Folgenden ausgeführt:

(Ga,Mn)As wird verglichen mit GaAs bei sehr niedrigen Temperaturen gewachsen [29] und weist deshalb eine große Zahl an zufällig verteilten Kristalldefekten



**Abbildung 7.1** Lokale Zustandsdichte einer (Ga,Mn)As-Schicht mit 3 % Mn an der Fermikante adaptiert aus [161]. Zusätzlich ist eine schematische SET-Struktur mit einem Inseldurchmesser von 20 nm überlagert, um die im Text beschriebene Modellvorstellung zu veranschaulichen.

auf [162]. Diese haben einen signifikanten Einfluss auf prägende Materialparameter wie der Gitterkonstante [80] oder der magnetischen Anisotropie [94]. Die zufällig verteilten Defekte können als lokale Unordnung im Kristallgitter aufgefasst werden, was sich bei typischen (Ga,Mn)As-Schichten für gewöhnlich in Form von schwacher Lokalisierung bemerkbar macht [97, 106]. Richardella et al. gelang es, die lokalen Inhomogenitäten in typischen (Ga,Mn)As-Schichten mit Methoden der Rastertunnelmikroskopie zu visualisieren [161]. Das Ergebnis dieser Studien ist ein beinahe greifbares Bild der Unordnung, welches zufällig verteilte, wenige Nanometer große Spitzen in der lokalen Zustandsdichte (LDOS) zeigt. Abbildung 7.1 zeigt daraus die Darstellung der LDOS eines  $70 \times 70 \text{ nm}^2$  großen Teilstücks einer mit 3 % Mn dotierten (Ga,Mn)As-Schicht. Zur Veranschaulichung der Modellvorstellung wurde die Darstellung nachträglich mit einer schematischen SET-Struktur überlagert. Die Insel zwischen Source- und Drain-Kontakt entspricht in etwa der Größe des NC der untersuchten Proben. Im Bereich der Insel sind in dieser Abbildung drei LDOS-Spitzen zu erkennen, die deutlich gegenüber den Bereichen von Source- und Drain-Kontakt durch „LDOS-Täler“ abgegrenzt sind. Aus [161] ist zu entnehmen, dass ein klarer Zusammenhang zwischen der Dichte der LDOS-Spitzen und der Mn-Dotierung der (Ga,Mn)As-Schicht besteht: je höher die Dotierung, desto größer die Dichte der Spitzen. Man könnte deshalb vermuten, dass die Spitzen in Zusammenhang mit den Mn-Dotieratomen zu bringen sind und die zufällige Verteilung der Mn-Atome im Material abbilden. Die Mn-Atome können allerdings, je nachdem wo sie im GaAs-Gitter eingebaut werden, sowohl als Akzeptoren als auch als Donatoren fungieren und sich dadurch nicht zuletzt gegenseitig kompensieren. Die gezeigte rastertunnelmikroskopische Messung reflektiert daher eher die räumliche Verteilung der freien Ladungsträger als die konkrete Verteilung der Mn-Atome und ist deshalb besser als eine Art Landkarte der Ladungsträgerlokalisierung zu interpretieren.

Die Lokalisierung kann sowohl im Bilde eines granularen Metalls [67] als auch im Anderson-Modell [102] beschrieben werden. Unter einem granularen Metall versteht man im Allgemeinen ein Material, das aus metallischen (Nano)Inseln besteht, die in eine isolierende Matrix eingebettet sind. Typische Beispiele dafür sind Pt, Au, Ni, Co in  $\text{SiO}_2$  oder  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [67, 134, 163, 164]. Im Fall von (Ga,Mn)As wäre es denkbar, dass sich aufgrund der zahlreichen Gitterdefekte im Material und der damit verbundenen Kompensationseffekte eine Mischung aus metallisch leitenden und halbleitend isolierenden Bereichen ergibt. Schlapps et al. gelang es, ausgehend von einem Modell für granulare Metalle die Temperaturabhängigkeit des Widerstands ihrer nanostrukturierten (Ga,Mn)As-Proben zu beschreiben [37]. Im Gegensatz dazu führt das Anderson-Modell die Lokalisierung der Ladungsträger nicht auf die Komposition verschiedener Materialien, sondern auf die Unordnung im Kristallgitter zurück [102]. In einem perfekt periodischen, unendlich ausgedehnten Kristallgitter sind die Lösungen der Schrödingergleichung über den gesamten Kristall definierte Blochwellen [165]. Diese delokalisierten Zustände werden durch Unordnung im Kristall gestört, was schließlich den endlichen Widerstand eines realen Kristalls erklärt. Falls sehr viele Gitterfehler vorhanden sind, so verliert das Bild der delokalisierten Blochzustände ihre Gültigkeit und es müssen auch solche Zustände berücksichtigt werden, die um diskrete Streuzentren lokalisiert sind. Der Ladungstransport kann in diesem Fall nicht mehr mit Hilfe von delokalisierten Blochzuständen erklärt werden, sondern wird üblicherweise im Variable-Range-Hopping (VRH)-Modell [111] beschrieben. Die Ladungsträger bewegen sich dabei durch Tunneln von einem lokalisierten Zustand zum nächsten, energetisch günstigsten Zustand und bewirken damit einen effektiven Stromfluss. Die treibende Kraft dafür ist neben der Bias-Spannung auch die thermische Anregung ( $k_B T$ ). Das VRH wird nicht nur im Anderson-Modell verwendet, sondern kann ebenso zur Beschreibung des Ladungstransports in granularen Metallen herangezogen werden. Im Fall der untersuchten (Ga,Mn)As-Proben erscheint das Anderson-Modell allerdings naheliegender, da es keine Anzeichen von metallischen Einschlüssen in typischen (Ga,Mn)As-Schichten gibt. Ganz im Gegenteil, das Wachstum von (Ga,Mn)As wurde sogar speziell dahingehend optimiert, auf Kosten einer großen Zahl von statistisch verteilten Kristalldefekten die Cluster-Bildung zu vermeiden. In vielerlei Hinsicht sind allerdings beide Modelle sehr ähnlich und können bisweilen alternativ verwendet werden.

Bringt man das Bild der inhomogenen (Ga,Mn)As-Schicht mit dem Design der NC-Proben zusammen, dann entsteht sehr schnell eine anschauliche Vorstellung, wie sich daraus eine typische SET-Struktur ergeben könnte: Die Zuleitungen der NC-Probe sind gegenüber dem NC sehr breit. Für den Ladungstransport in diesem Bereich gibt es deshalb viele „Wege“ durch die Unordnung. Effekte, die der Ensemble-Mittelung unterliegen, werden mit der Probengröße unterdrückt und spielen hier keine Rolle. Was bleibt ist, wie zuvor erwähnt, der Effekt der schwachen Lokalisierung. Im Gegensatz dazu ist am NC der Ladungstransport auf einen kleinen Bereich eingegrenzt, sodass dort der lokalen Unordnung ein enormes Gewicht zukommt. Ist der NC klein genug, dann können sich innerhalb dessen isolierte Bereiche ausbilden, die

die gesamte Breite des Kontakts einnehmen und damit die beiden Zuleitungen voneinander trennen. Es hat sich gezeigt, dass sich in diesem Bereich oftmals metallische Einschlüsse (im Bild eines granularen Metalls) bzw. lokalisierte Zustände (im Bild der Anderson-Lokalisierung) befinden, die ganz nach dem Modell eines SET die beiden Zuleitungen in Form einer Insel verbinden. Sind die Inselzustände ausreichend stark lokalisiert, dann können sie näherungsweise als unabhängig von den Zuständen der Zuleitungen betrachtet werden. Ladungsträger aus den Zuleitungen können in diesem Fall die lokalisierten Inselzustände nur noch über Tunnelprozesse erreichen. Der Tunnelwiderstand ( $R_T$ ) zwischen den Kontakten und der Insel kann dabei den kritischen Wert von  $R_K = h/e^2$  leicht übersteigen, sodass bei hinreichend niedrigen Temperaturen ( $T \ll E_C/k_B$ ) und für kleine Bias-Spannungen ( $V_b < E_C/e$ ) CB-Effekte beobachtet werden können. Die Frage, wieso eine isolierte Insel im Bereich des NC entsteht, lässt sich damit zumindest anschaulich beantworten. Gleichzeitig ergeben sich daraus neue Fragen: Wie kann die Lokalisierung im Material beeinflusst werden, und wie wirkt sich die Geometrie des NC auf das Entstehen einer SET-Struktur aus?

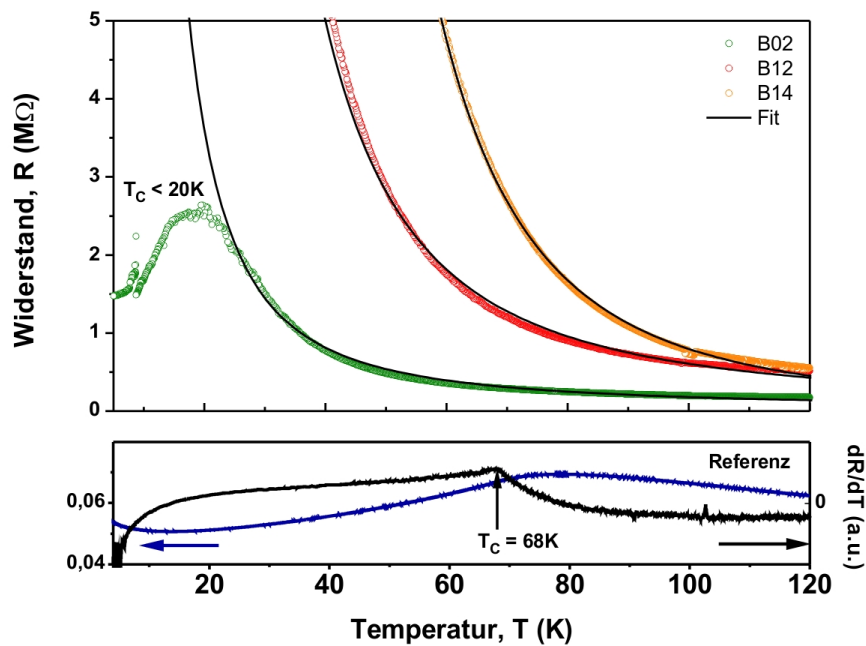
Dazu zunächst einige Überlegungen: (Ga,Mn)As bildet unter normalen Laborbedingungen ebenso wie GaAs und alle anderen III-V Halbleiter eine natürliche Oxidschicht von einigen Nanometern Dicke aus. Die Dicke hängt davon ab, wie lange die Probe sauerstoffhaltiger Atmosphäre ausgesetzt war. Das Gros der natürlichen Oxidschicht wächst innerhalb weniger Sekunden [96]. Danach verlangsamt sich das Oxidwachstum mit der Oxiddicke deutlich und kommt schließlich annähernd zum Stillstand. Selbst sehr dünne (Ga,Mn)As-Schichten mit einer Schichtdicke von 10-15 nm, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden, zeigen deshalb auch nach Jahren unter normaler Sauerstoffatmosphäre keine nennenswerten Alterungserscheinungen. Die natürliche Oxidschicht wird üblicherweise auf 1-3 nm beziffert [96]. Nach der Nanostrukturierung bildet sich an den geätzten Seitenflächen ebenfalls eine entsprechend dicke natürliche Oxidschicht aus, die speziell im Fall des lateral extrem stark eingeeengten NC-Bereichs einen nicht unerheblichen Anteil der gesamten Struktur ausmacht.

Neben der natürlichen Oxidschicht müssen zudem Kristallschädigungen infolge der Fertigung berücksichtigt werden. Insbesondere die laterale Strukturierung des NC durch chemisch unterstütztes Ar-Ionen-Ätzen (CAIBE) verursacht eine große Zahl von oberflächennahen Defekten [96], sodass die Kristallstruktur in diesem Bereich regelrecht amorphisiert wird. Wie tief die betroffene Randschicht in das Material hinein reicht, hängt maßgeblich von den Prozessparametern beim Ionenstrahlätzen ab. Spezielle Untersuchungen dazu wurden in dieser Arbeit nicht vorgenommen, deshalb können keine konkreten Angaben dazu gemacht werden. Man darf allerdings davon ausgehen, dass die amorphisierte Randschicht wenigstens so tief reicht wie die natürliche Oxidschicht und dass zusätzliche Kristalldefekte infolge des Ionenstrahlätzens den gesamten NC durchsetzen. Es ist anzunehmen, dass dadurch auch die Lokalisierungseffekte in diesem Bereich verstärkt werden, was wiederum das Zustandekommen einer isolierten Insel begünstigt.



Zusammengefasst bedeutet dies, dass die SET-Struktur im Fall der NC-Proben wahrscheinlich aufgrund einer Kombination aus wachstumsbedingten und durch die Nanostrukturierung induzierten Inhomogenitäten und Gitterfehlern entsteht. Die Tatsache, dass durch den NC, der Strompfad auf eine Breite von wenigen Nanometern eingeengt wird, unterdrückt die Ensemble-Mittelung und legt dadurch ein besonderes großes Gewicht auf die lokale Unordnung in diesem Bereich. Verarmungszonen an den Rändern des NC, die sich möglicherweise bis tief in den NC hinein fortsetzen können, unterstützen vermutlich das Zustandekommen von isolierten Inselbereichen.

## 7.2 Einfluss der NC-Geometrie auf das Transportverhalten



**Abbildung 7.2** Widerstand in Abhängigkeit der Temperatur: Im oberen Teil sind Messkurven von ausgewählten NC-Proben aus Probensatz C110308B\_S04 dargestellt. Die schwarzen Linien beschreiben den exponentiell ansteigenden Verlauf der Kennlinien mit fallender Temperatur nach dem VRH-Modell (Gl. 7.1). Im unteren Teil ist der Widerstandsverlauf (blaue Linie) zusammen mit dessen Ableitung nach der Temperatur (schwarze Linie) von Referenzprobe C110308\_S04\_C45 gezeigt. Messbedingungen:  $V_G = 0$  V,  $B_r = 0$  T; für B02 und B14  $V_b = 1$  mV; für B12 und C45  $V_b = 10$  mV

Dieser Abschnitt hat das Ziel, den Einfluss der NC-Geometrie auf das Transportverhalten zu untersuchen. Dazu wird zunächst anhand ausgewählter NC-Proben der temperaturabhängige Verlauf des Widerstands analysiert, um daraus eine Klassifizierung der NC-Proben zu begründen. Mit dieser Methodik wird schließlich der Einfluss der NC-Geometrie genauer beleuchtet.

In Abbildung 7.2 ist der Verlauf des Widerstands ausgewählter Proben aus Probensatz C110308B\_S04 in Abhängigkeit der Temperatur aufgetragen. Da alle hier gezeigten Proben aus dem gleichen Probensatz stammen, wird zur besseren Lesbarkeit des Textes bei der expliziten Bezeichnung der einzelnen NC-Proben nur der dritte Teil der vollständigen Probennummer angeführt. Im unteren Teil der Abbildung ist die Messkurve von Referenzprobe C45 blau dargestellt. Diese zeigt einen für metallische (Ga,Mn)As-Schichten charakteristischen Widerstandsverlauf [72], wobei der Widerstand bei  $T = 4$  K in etwa mit dem bei Raumtemperatur vergleichbar ist. Die Curie-Temperatur ( $T_C$ ), unterhalb der eine ferromagnetische Ordnung im Material vorliegt, kann anhand des (lokalen) Maximums im Widerstandsverlauf grob abgeschätzt werden ( $T_C \approx T(R_{Max})$ ). Für eine präzisere Bestimmung von  $T_C$ , kann die Singularität in der Ableitung des Widerstands nach der Temperatur ( $dR/dT$ ) herangezogen werden. Nach Novak et al. markiert diese die Position von  $T_C$  deutlich genauer, als das lokale Maximum in  $R(T)$  [114]. Die Genauigkeit mit der  $T_C$  bestimmt werden kann, ist allerdings oftmals durch einen systematischen Fehler bei der Temperaturmessung limitiert. In der Regel befindet sich der Temperatursensor nämlich in einem Abstand zur Probe. Deshalb entspricht die gemessene Temperatur nicht immer der Proben-temperatur. Der hier verwendete Messaufbau verursacht dadurch einen systematischen, positiven Temperaturoffset von einigen Kelvin. Aus Abbildung 7.2 (schwarze Linie, unten) konnte ohne Berücksichtigung eines Temperaturoffsets für die Referenzprobe eine Curie-Temperatur von  $T_C \approx 68$  K ermittelt werden.

Im oberen Teil von Abbildung 7.2 ist der Widerstand ausgewählter NC-Proben dargestellt. B12 und B14 zeigen dabei einen ähnlichen Verlauf, der zu niedrigen Temperaturen hin rasch ansteigt und stark an einen temperaturabhängigen Metall-Isolator-Übergang (MIT) erinnert. Nachdem die Referenzprobe C45 zeitgleich mit den NC-Proben aus dem gleichen Material gefertigt wurde und keine Anzeichen eines MIT zeigt, ist vermutlich ausschließlich der Bereich des NC vom MIT betroffen. Der MIT kann sowohl im Bilde eines granularen Metalls als auch in dem der Anderson-Lokalisierung interpretiert werden. Der Ladungstransport kann in beiden Fällen unter Vernachlässigung von Einzel-Elektronen-Effekten durch das VRH-Modell beschrieben werden. Der temperaturabhängige Widerstand folgt deshalb in guter Näherung dem Mott'schen Gesetz [111]:

$$R(T) = R_0 \cdot \exp(T_0/T)^\nu \quad (7.1)$$

$R_0$  und  $T_0$  sind hier proben- bzw. materialspezifische Fitparameter,  $\nu$  beschreibt über  $\nu = 1/(d+1)$  die Dimensionalität  $d$  der Probe. Efros und Shklovskii konnten zeigen, dass sich bei ungeordneten Systemen aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung

im Bereich der Fermi-Energie eine Lücke in der Zustandsdichte (Coulomb-Gap) ergibt, welche dazu führt, dass für  $d = 3$  in Gleichung 7.1  $\nu = 1/2$  gilt [166]. Der Zusammenhang  $R(T) \sim \exp(T^{-1/2})$  wurde in zahlreichen Experimenten an stark ungeordneten, granularen Materialien bestätigt [67, 163, 167, 168] und ist vermutlich auch für die hier untersuchten (Ga,Mn)As NC-Proben zutreffend. Mit steigender Temperatur verliert das Coulomb-Gap allerdings an Einfluss und  $R(T)$  kann dann wieder durch das Mott'sche Gesetz beschrieben werden [166, 169, 170]. Die Messdaten von B02, B12 und B14 aus Abb. 7.2 können mit Gl. 7.1 sehr gut beschrieben werden, wie die angefitzten schwarzen Linien zeigen. Die verwendeten Fitparameter sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Aus  $T_0$  kann unter Annahme einer konstanten Zustandsdichte  $N(E_F) \approx (1 \pm 0,5) \cdot 10^{46} \text{ J}^{-1} \text{ m}^{-3}$  [171] mit

$$T_0 = \frac{18}{k_B a^3 N(E_F)} \quad (7.2)$$

die Lokalisierungslänge  $a$  berechnet werden [113], die ebenfalls in Tabelle 7.1 aufgeführt ist. Die Lokalisierungslänge beschreibt anschaulich die Längenskala auf der die lokalisierten Ladungsträger beschränkt sind.  $a$  kann deshalb als Maß für den Grad der Lokalisierung interpretiert werden; je kleiner  $a$ , desto stärker die Lokalisierung bzw. desto kleiner die Inselgröße im Bilde des granularen Metalls. Die berechneten Werte für  $a$  liegen für die beiden Proben B12 und B14 in einem realistischen Bereich und sind deutlich kleiner als der NC. Der Transport von Source nach Drain über nur einen lokalisierten Zustand bzw. über nur eine isolierte Insel, wie man es von einem klassischen SET erwarten würde, sollte folglich wegen der großen, durch die beiden Tunnelereignisse zu überbrückende Distanz stark unterdrückt sein. Stattdessen läuft der Transport vermutlich nach dem VRH-Modell über mehrere lokalisierte Zustände bzw. isolierte Inseln ab.

	B02	B12	B14
$R_0 [\text{k}\Omega]$	(22,2)	15,7	2,7
$T_0 [\text{K}]$	(500)	1350	3300
$\nu$	(0,5)	0,5	0,5
$a [\text{nm}]$	$(6,8 \pm 1,3)$	$4,9 \pm 0,9$	$3,6 \pm 0,7$

**Tabelle 7.1** Parameter der Fits nach Gl. 7.1 für die in Abbildung 7.2 dargestellten Messdaten. Die Werte in Klammern stammen von Fitkurven, die den Verlauf von  $R(T)$  nur auf einem eingeschränkten Temperaturbereich gut wiedergeben.

Der berechnete Wert für die Lokalisierungslänge von B02 ist dagegen nur eingeschränkt aussagekräftig, da in diesem Fall die Fitkurve bei niedrigen Temperaturen für  $T \lesssim 30 \text{ K}$  ganz wesentlich von den Messdaten abweicht. Das lokale Maximum in  $R(T)$  erinnert an den Widerstandsverlauf der Referenzprobe und könnte deshalb analog dazu ein Hinweis auf die einsetzende ferromagnetische Ordnung sein. In

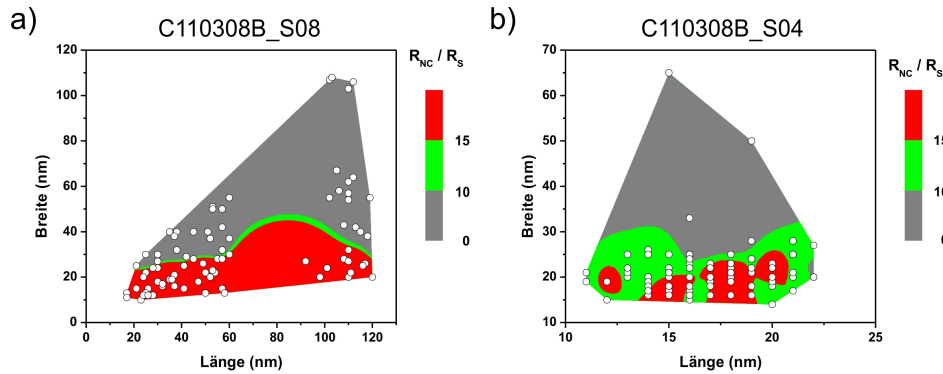
diesem Bild würde die ferromagnetische Ordnung mit fallender Temperatur zunehmen und dadurch die magnetische Unordnung im System reduzieren. Im Anderson-Modell ist die Unordnung eng mit der Lokalisierung verknüpft, d.h., mit sinkender Temperatur nimmt in diesem Bereich nicht nur die Unordnung sondern auch die Lokalisierung ab. Dies wiederum wirkt sich auf den Widerstand der Probe aus und könnte damit den fallenden Widerstand in diesem Bereich erklären. Aus dem lokalen Maximum von  $B02$  lässt sich eine Curie-Temperatur von  $T_C \approx 20$  K bestimmen. Die Curie-Temperatur der NC-Probe ist also deutlich kleiner als die der Referenzprobe ( $T_C \approx 68$  K), obwohl für beide Proben das gleiche (Ga,Mn)As-Material verwendet wurde. Der vermeintliche Widerspruch kann aufgelöst werden, wenn man bedenkt, dass sich der Probenwiderstand im wesentlichen aus dem Widerstand der Zuleitungen sowie aus dem Widerstand des Nanokontakts ( $R_{NC}$ ) zusammensetzt. Der Beitrag der Zuleitungen kann in guter Näherung durch den Widerstand der Referenzprobe  $R_{REF}$  ersetzt werden. Damit lässt sich der Widerstand des NC direkt angeben:

$$R_{NC} \approx R - R_{REF}$$

$R_{NC}$  ist bei Raumtemperatur vergleichbar mit  $R_{REF}$ , gewinnt allerdings mit sinkender Temperatur schnell an Gewicht und dominiert deshalb im gesamten in Abb. 7.2 dargestellten Temperaturbereich. Der gezeigte Widerstandsverlauf entspricht folglich  $R_{NC}(T)$  und spiegelt ausschließlich die Eigenschaften des NC wider. Die niedrige Curie-Temperatur bezieht sich deshalb auf den Bereich des NC und ist vermutlich eine Folge der Kristallschädigungen durch die Nanostrukturierung. Die Gitterdefekte reduzieren durch Kompensationseffekte sowohl die effektive Mn-Dotierung ( $x$ ) als auch die Ladungsträgerdichte ( $p$ ). Nach Gl. 2.1 reduziert sich damit auch  $T_C$  im Vergleich zur Referenzprobe bzw. zu den ungeschädigten Zuleitungen der NC-Probe.

Wie stark der NC den Widerstand der gesamten Probe dominiert hängt letztlich davon ab, wie stark die Lokalisierungseffekte im Bereich des NC ausgeprägt sind. Bei Raumtemperatur befinden sich alle hier gezeigten Proben auf der metallischen Seite des MIT, sodass der Anteil des NC am Gesamtwiderstand verglichen mit dessen Anteil bei tiefen Temperaturen relativ gering ist. Dennoch ergeben sich messbare Unterschiede im Widerstand zwischen den einzelnen Proben, die auf das Transportverhalten bei tiefen Temperaturen schließen lassen. Betrachtet man exemplarisch bei Raumtemperatur den Widerstand des NC der drei NC-Proben  $B02$ ,  $B12$  und  $B14$ , dann erhält man für diese Werte von  $R_{NC}(B02) = 12,5 R_S$ ,  $R_{NC}(B12) = 39 R_S$  und  $R_{NC}(B14) = 20 R_S$ , wobei hier  $R_{NC}$  auf den Schichtwiderstand ( $R_S$ ) des untersuchten (Ga,Mn)As-Materials normiert wurde. Die Normierung von  $R_{NC}$  soll die sicher vorhandene Abhängigkeit der folgenden Argumentation von der Beschaffenheit der untersuchten (Ga,Mn)As-Schicht verdeutlichen. Im vorliegenden Fall wurde für den Schichtwiderstand des (Ga,Mn)As-Wafers  $C110308B$  ein Wert von  $R_S = 4$  k $\Omega$  angenommen. Wie in Abb. 7.2 gut zu erkennen ist, zeigen  $B12$  und  $B14$  bei tiefen Temperaturen eindeutig isolierendes Verhalten, während  $B02$  auch bei  $T = 2$  K noch einen vergleichsweise niedrigen Widerstand aufweist. Die Beobachtung zeigt: je größer  $R_{NC}$  bei Raumtemperatur desto stärker machen sich die Lokalisierungseffekte auch

bei tiefen Temperaturen bemerkbar. Betrachtet man die gelbe und die rote Kurve in Abb. 7.2, dann scheint hier der eben beschriebene Trend umgekehrt zu sein, da die gelbe Kurve bereits bei höheren Temperaturen als die rote Kurve in Richtung stark isolierendes Verhalten ansteigt. Dies ist tatsächlich allerdings nicht der Fall, da für die Messung an B12 eine wesentlich höhere Bias-Spannung verwendet wurde als bei der an B14 und die beiden Datensätze deshalb nicht direkt miteinander vergleichbar sind. Unabhängig davon konnte die Regel durch weitere Messungen bestätigt werden, weshalb im Folgenden davon ausgegangen wird, dass das Transportverhalten einer NC-Probe bei tiefen Temperaturen bereits anhand ihres Widerstands bei Raumtemperatur tendenziell vorhergesagt werden kann.



**Abbildung 7.3** Verteilung des Raumtemperaturwiderstands der beiden Probensätze C110308B\_S08 und C110308B\_S04.  $R_{NC}$  ist farbcodiert und normiert auf den Schichtwiderstand ( $R_S$ ) des (Ga,Mn)As-Materials in Abhängigkeit von Länge und Breite des NC dargestellt. Die weißen Punkte markieren die anhand von rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen bestimmten Abmessungen der NC. Proben aus grauen Bereichen zeigen bei tiefen Temperaturen ein ohmsches Verhalten, Proben aus roten Bereichen sind bei tiefen Temperaturen dagegen isolierend; nur Proben aus grünen Bereichen lassen Transport im CB-Regime erwarten.

Diese Eigenschaft kann dazu genutzt werden, das Transportverhalten vieler NC-Proben bereits bei Raumtemperatur zu klassifizieren und hinsichtlich der Abmessungen der NC zu untersuchen. Abbildung 7.3 gibt dazu einen Überblick über die Probenwiderstände bei Raumtemperatur der einzelnen NC-Strukturen aus den beiden Probensätzen C110308B\_S04 und C110308B\_S08. Der Widerstand des Nanokontakts  $R_{NC}$  ist auf den Schichtwiderstand  $R_S = 4 \text{ k}\Omega$  normiert und farbcodiert in einem xy-Diagramm dargestellt. Die beiden Achsen beziehen sich dabei auf die Länge bzw. Breite des NC. Die weißen Punkte im Diagramm markieren die anhand von rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen bestimmten Abmessungen der einzelnen NC. Der Farbcode ist sehr grob gewählt und soll eine Einteilung in drei Klassen darstellen: NC-Proben mit  $R_{NC} \lesssim 10 R_S$  (grau) zeigen dabei meist eine gewöhnliche ohmsche Charakteristik ähnlich der der Referenzprobe. Im Gegensatz dazu sind NC-Proben mit  $R_{NC} > 15 R_S$  (rot) bei tiefen Temperaturen tendenziell stark isolierend. Nur NC-Proben aus dem Bereich dazwischen mit  $10 R_S < R_{NC} < 15 R_S$

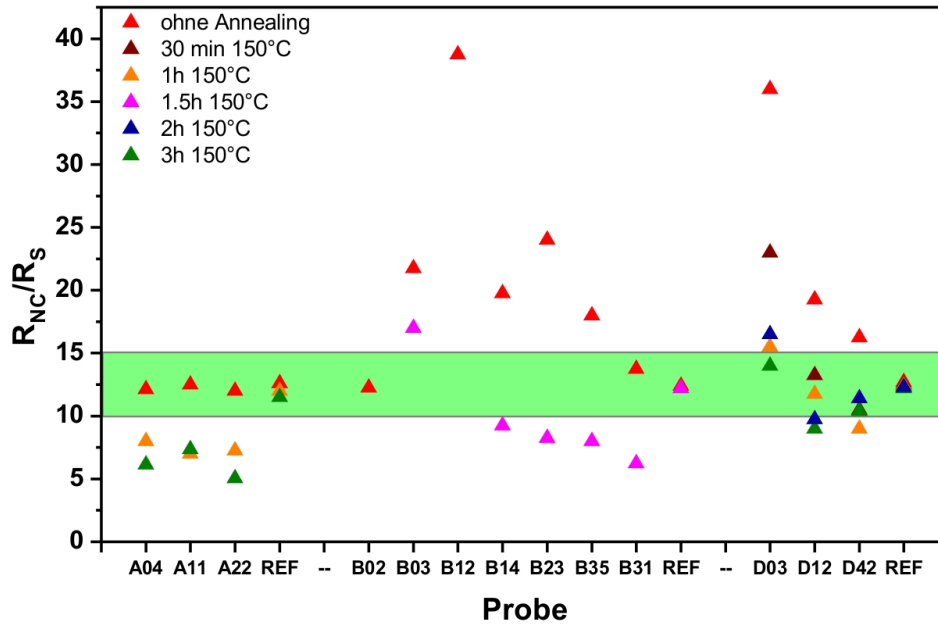
(grün) lassen Transport im CB-Regime erwarten. Es sei angemerkt, dass die hier vorgenommene Klassifizierung ausschließlich auf Erfahrungswerten aus dieser Arbeit beruht. Die Übertragbarkeit der Klassengrenzen auf ein anderes Probandesign oder ein anderes (Ga,Mn)As-Material ist deshalb nicht immer gegeben.

In Abbildung 7.3 a) sind die Daten von Probensatz C110308B\_S08 zu sehen, für den die Abmessungen der NC bewusst innerhalb eines größeren Bereichs variiert wurden. Es ist gut zu erkennen, dass vor allem die Breite des NC einen großen Einfluss auf das Transportverhalten hat. Unterhalb von ca. 20 nm liegen alle NC-Proben unabhängig von der Länge des NC im roten Bereich. Umgekehrt liegen alle NC-Proben mit einer Kontaktbreite größer als ca. 30 nm ebenfalls unabhängig von der Länge des NC im grauen Bereich. Der Übergangsbereich, in dem CB-Verhalten erwartet wird, ist hinsichtlich der NC-Breite nur wenige Nanometer breit. Die NC-Länge scheint dagegen nur einen geringeren Einfluss auf die Transporteigenschaften zu besitzen. Die Verteilung der weißen Punkte zeigt zudem, dass die Abmessungen der NC aus lithographischer bzw. prozesstechnischer Sicht gezielt über alle drei Klassen hinweg variiert werden können. Eine weitere Miniaturisierung des NC über die gezeigten Abmessungen hinaus scheint in Bezug auf die Beobachtung von Transport im CB-Regime nicht notwendig zu sein. Abb. 7.3 b) zeigt die Verteilung der einzelnen NC-Proben von Probensatz C110308B\_S04, der mit einem auf den Übergangsbereich hin optimierten Prozess hergestellt wurde. Für die Abmessungen der NC wurde sowohl für deren Breite als auch für deren Länge ein Wert von  $20\text{ nm} \pm 5\text{ nm}$  angestrebt. Bis auf wenige Ausnahmen liegen hier alle NC-Proben im grünen Bereich und lassen Transport im CB-Regime erwarten.

### 7.3 Einfluss von Annealing auf das Transportverhalten

Im vorangegangenen Abschnitt wurde der Zusammenhang zwischen den Abmessungen des NC und dem beobachteten Transportverhalten untersucht. Dafür wurden zahlreiche Proben mit unterschiedlich großen Nanokontakten hergestellt. In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich eine nachträgliche Temperaturbehandlung (Annealing) auf die Transportcharakteristik einer fertig strukturierten NC-Probe auswirkt. Alle in diesem Abschnitt gezeigten Daten stammen von Probensatz C110308B\_S04. Zur besseren Lesbarkeit des Textes wird bei der expliziten Bezeichnung einer einzelnen NC-Probe deshalb wie zuvor nur der dritte Teil der vollständigen Probennummer angeführt.

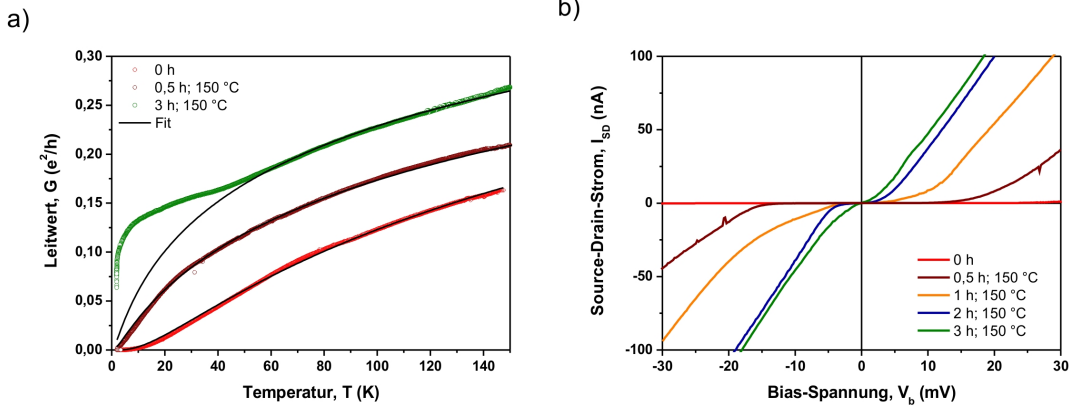
Es ist aus zahlreichen Experimenten (z.B. [74, 82, 86–88, 114, 172]) bekannt, dass eine Temperaturbehandlung im Anschluss an das (Ga,Mn)As-Wachstum die elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Materials positiv beeinflussen kann. Man beobachtet unter anderem eine gesteigerte Ladungsträgerdichte, eine höhere Curie-Temperatur und eine größere Sättigungsmagnetisierung [87]. Dies wird vor allem darauf zurückgeführt, dass sich durch das Annealing die Zahl der Gitterfehler im Material reduziert (siehe auch Kapitel 2.1). Abbildung 7.4 zeigt dazu den



**Abbildung 7.4** Raumtemperaturwiderstand ausgewählter NC-Proben ( $R_{NC}$ ) normiert auf den Schichtwiderstand ( $R_S$ ) unter dem Einfluss diverser Temperaturbehandlungen. Die Proben sind in drei Gruppen (A, B, C) eingeteilt, wobei alle Proben einer Gruppe jeweils zeitgleich behandelt wurden. Der Vergleichspunkt  $R_{REF}$  bezieht sich hierbei auf den Widerstand der Referenzprobe der jeweiligen Gruppe. Der grün hinterlegte Streifen markiert den Bereich, in dem Transport im CB-Regime erwartet wird.

Raumtemperatur-Widerstand ausgewählter Proben, normiert auf den Schichtwiderstand des (Ga,Mn)As-Materials ( $R_S = 4 \text{ k}\Omega$ ), unter dem Einfluss einer schrittweisen Temperaturbehandlung. Wie erwartet, reduziert sich durch das Annealing der Widerstand bei allen NC-Proben deutlich; der Widerstand der Referenzproben bleibt dagegen fast unverändert. Die Klassifizierung der Proben ausgehend von deren Widerstand bei Raumtemperatur, wie sie im vorigen Abschnitt eingeführt wurde, kann als erster Indikator genutzt werden, um den Einfluss der Temperaturbehandlung auf das Transportverhalten grob einzuordnen: Die NC-Proben A04, A11 und A22 sollten demnach vor der Temperaturbehandlung CB-Verhalten zeigen. Nach einer Stunde bei  $150^\circ\text{C}$  lässt ihr Widerstand bei Raumtemperatur dagegen überwiegend ohmsches Verhalten vermuten. Nach weiteren zwei Stunden bei  $150^\circ\text{C}$  ändert sich  $R_{NC}$  nur noch wenig und es scheint eine untere Grenze für das Verhältnis  $R_{NC}/R_S$  erreicht zu sein. Ausgehend davon sollten die Proben nach den beiden Temperaturbehandlungen kein CB-Verhalten mehr zeigen. Die beiden anderen Gruppen B03, B14, B23, B31, B35 und D03, D12, D42 verhalten sich ähnlich: Vor der Temperaturbehandlung lässt ihr Widerstand ein stark isolierendes Verhalten vermuten, danach scheinen sie eine ohmsche Transportcharakteristik zu besitzen. Es ist außerdem zu

erkennen, dass sich die Temperaturbehandlung nicht bei allen NC-Proben gleichermaßen stark auswirkt. Probe *B03* befindet sich zum Beispiel nach 1,5 h bei 150 °C noch immer im stark isolierenden Bereich an der Grenze zu CB-Verhalten, während die anderen Proben dieser Gruppe nach der gleichen Temperaturbehandlung bereits weiter in Richtung ohmsches Verhalten verschoben sind.



**Abbildung 7.5** Teilbild a) zeigt den temperaturabhängigen Verlauf des Leitwerts von NC-Probe *D12* in Abhängigkeit der Annealing-Zeit. In Teilbild b) sind IV-Kennlinien von NC-Probe *D12* nach diversen Temperaturbehandlungen dargestellt.

Messbedingungen: a)  $V_b = 1$  mV,  $V_G = 0$  V,  $B_r = 0$  T; b)  $T = 1,4$  K,  $B = 0$  T,  $V_G = 0$  V

Die Klassifizierung der NC-Proben auf Basis des Raumtemperatur-Widerstands ist sehr einfach durchzuführen und lässt erste Tendenzen erkennen. Entscheidend sind allerdings die Transporteigenschaften bei tiefen Temperaturen. Aus diesem Grund wurden die Proben der dritten Gruppe (*D03*, *D12*, *D42*) nach jedem Annealing-Schritt bei tiefen Temperaturen charakterisiert. Abbildung 7.5 zeigt dazu den temperaturabhängigen Verlauf des Leitwerts sowie eine zugehörige IV-Kennlinie von NC-Probe *D12* für die einzelnen Annealing-Schritte. Im Sinne einer klaren Darstellung sind in Abb. 7.5 a) nur drei Messkurven (0 h, 0,5 h, 3 h) gezeigt, da die Messkurven der übrigen Annealing-Schritte (1 h, 2 h) einen sehr ähnlichen Verlauf wie die Messkurven nach 0,5 h bzw. 3 h aufweisen. Wie zuvor in Abschnitt 7.2 kann der temperaturabhängige Verlauf der Messkurven auf Basis des VRH-Modells durch das Mott'sche Gesetz beschrieben werden:

$$G(T) = G_0 \exp(-T_0/T)^\nu \quad (7.3)$$

$G_0$  und  $T_0$  sind hierbei proben- bzw. materialspezifische Fitparameter,  $\nu$  beschreibt über  $\nu = 1/(d+1)$  die Dimensionalität  $d$  der Probe. Die verwendeten Fitparameter (auch die der nicht gezeigten Messkurven) sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Aus  $T_0$  kann wiederum nach Gl. 7.2 die Lokalisierungslänge berechnet werden, die ebenfalls in Tabelle 7.2 gelistet ist.

Die roten Messpunkte in Abb. 7.5 a) stellen den temperaturabhängigen Verlauf des Leitwerts von NC-Probe *D12* direkt nach der Fertigstellung ohne nachträglicher

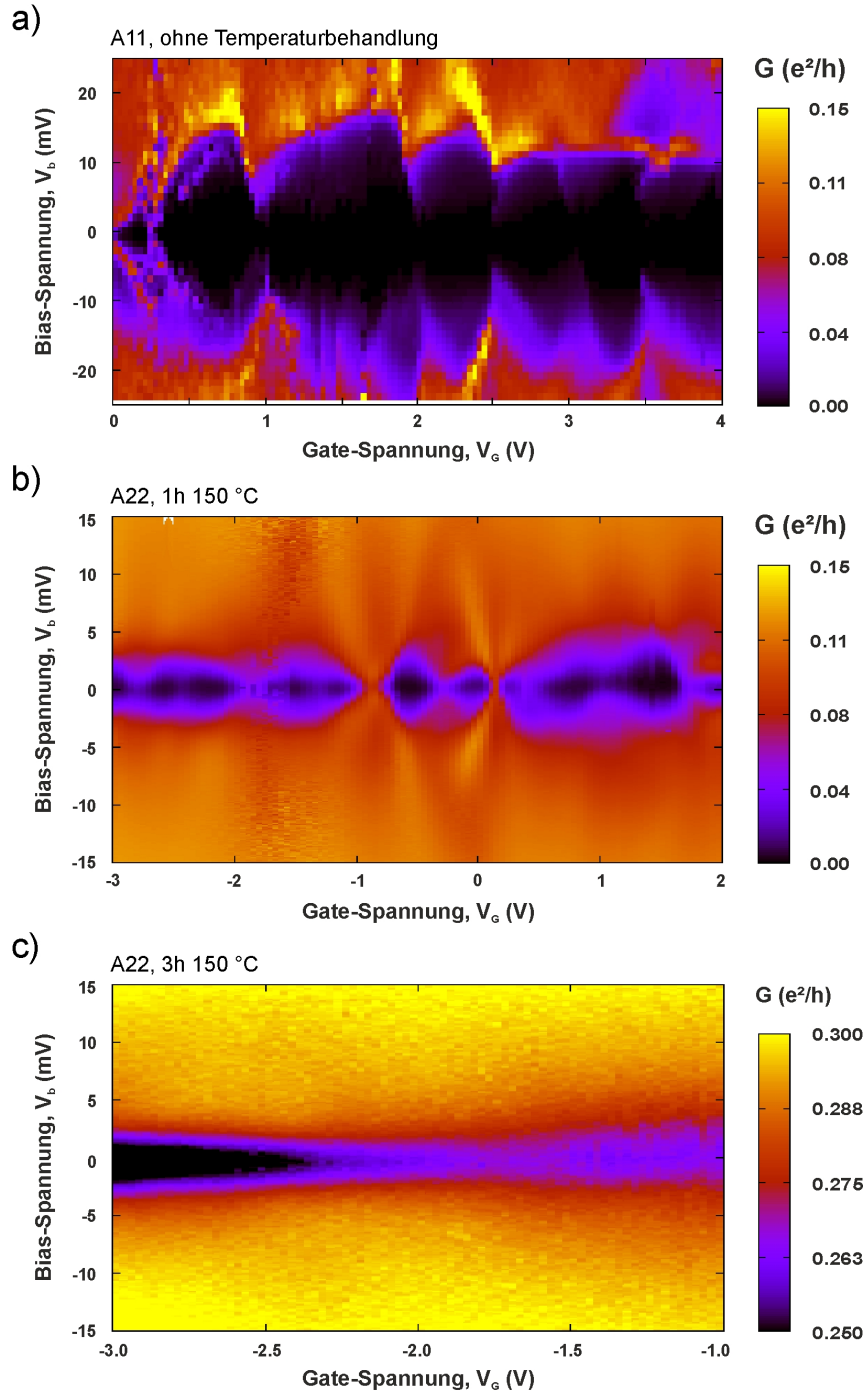


Temperaturbehandlung dar.  $G(T)$  fällt kontinuierlich zu niedrigen Temperaturen hin ab, bis die Probe unterhalb von  $T \approx 10$  K ein stark isolierendes Verhalten zeigt. Bei  $T = 1,4$  K ist auch die zugehörige IV-Kennlinie (Abb. 7.5 b rote Linie) von einem nahezu durchgängig isolierenden Verhalten gekennzeichnet. Gegenüber den anderen dargestellten IV-Kennlinien hebt sie sich auf dem gesamten dargestellten  $V_b$ -Bereich kaum merklich von der Nulllinie ab. Bereits nach der ersten Temperaturbehandlung von 30 Minuten bei  $T = 150$  °C sind signifikante Veränderungen im Transportverhalten der Probe zu beobachten.  $G(T)$  fällt zwar nach wie vor mit sinkender Temperatur kontinuierlich ab, das stark isolierende Verhalten stellt sich allerdings erst bei niedrigeren Temperaturen als zuvor ein. Passend dazu steigt auch die zugehörige IV-Kennlinie schon ab  $|V_b| \approx 15$  mV deutlich an. Dieser Trend setzt sich auch bei den weiteren Annealing-Schritten fort: die NC-Probe verliert zunehmend ihren isolierenden Charakter und nähert sich mit der Annealing-Dauer immer mehr einem ohmschen Verhalten an. Wie in Abschnitt 7.2 bei NC-Probe C110308B\_S04\_B02 gesehen, kann der Verlauf der Messdaten bei tiefen Temperaturen durch die einsetzende ferromagnetische Ordnung im Material vom VRH-Modell abweichen. Dieses Verhalten lässt sich auch bei NC-Probe D12 nach einer Annealing-Dauer von mehr als zwei Stunden beobachten und geht offensichtlich Hand in Hand mit dem zunehmend ohmschen Verhalten der Probe. Die aus den Fitkurven gewonnene Lokalisierungslänge bestätigt, dass der Grad der Lokalisierung mit der Annealing-Dauer kontinuierlich abnimmt.

	0 h	0,5 h	1 h	2 h	3 h
$G_0[\text{e}^2/\text{h}]$	0,67	0,44	0,42	(0,48)	(0,50)
$T_0[\text{K}]$	288	83	80	(67)	(59)
$\nu$	0,5	0,5	0,5	(0,5)	(0,5)
$a[\text{nm}]$	$8,2 \pm 1,5$	$12,4 \pm 2,2$	$12,6 \pm 2,3$	$(13,3 \pm 2,4)$	$(14,2 \pm 2,6)$

**Tabelle 7.2** Parameter des Fits nach Gl. 7.3 für die in Abb. 7.5 a) dargestellten Messdaten. Die Werte in Klammern stammen von Fitkurven, die den Verlauf von  $G(T)$  nur auf einem eingeschränkten Temperaturbereich gut wiedergeben.

In Abbildung 7.6 sind drei Datensätze von Transportuntersuchungen an NC-Proben in Abhängigkeit von  $V_b$  und  $V_G$  in der Form eines Stabilitätsdiagramms dargestellt. Der in Teilbild a) gezeigte Datensatz wurde an NC-Probe A11 direkt nach deren Fertigstellung gemessen. Die Teilbilder b) und c) zeigen zwei Datensätze von NC-Probe A22, die nach einer Temperaturbehandlung der Probe von 1 h bzw. 3 h bei 150 °C aufgenommen wurden. Die beiden Proben A11 und A22 befinden sich auf dem gleichen Probenviertel und besitzen einen ähnlichen Widerstand bei Raumtemperatur ( $R(A11) = 93$  k $\Omega$ ,  $R(A22) = 89$  k $\Omega$ ). Gemäß der Klassifizierung sollten sie folglich auch ein ähnliches Transportverhalten zeigen, sodass die drei Datensätze in Abb. 7.6 mit Blick auf den Einfluss der Temperaturbehandlung auf das zugrunde lie-



**Abbildung 7.6** Transportcharakteristik unter dem Einfluss von Annealing:

**a)** zeigt den Leitwert von NC-Probe C110308B\_S04\_A11 direkt nach der Fertigstellung.

**b)** und **c)** zeigen den Leitwert von NC-Probe C110308B\_S04\_A22 nach einer Temperaturbehandlung von 1 h bzw. 2 h bei  $T = 150\text{ °C}$ .

Messbedingungen: für a)  $B_r = 1\text{ T}$ ,  $T \approx 23\text{ mK}$ ; für b)  $B_r = 0\text{ T}$ ,  $T \approx 350\text{ mK}$ ; für c)  $B_r = 1\text{ T}$ ,  $T \approx 24\text{ mK}$

gende Transportregime miteinander verglichen werden können: NC-Probe A11 lässt direkt nach der Fertigstellung ausgeprägte Blockade-Bereiche um  $V_b = 0$  V erkennen. Die CD reichen dabei bis zu relativ hohen Bias-Spannungen von  $V_b \approx |15|$  mV und formen für  $V_b \lesssim |5|$  mV einen fast durchgängig isolierenden Bereich. Sie sind allerdings nur selten als typische Diamanten zu erkennen und bilden ein unregelmäßiges, sehr schwer zu interpretierendes Muster. Die starken CB-Effekte schwächen sich infolge einer Temperaturbehandlung unübersehbar ab, was anhand von Teilbild b) und c) veranschaulicht wird. Nach einer Temperaturbehandlung von 1 h bei 150 °C sind zwar noch eindeutig erkennbare CB-Bereiche vorhanden, diese sind aber bereits auf vergleichsweise kleine Bias-Spannungen beschränkt und wirken insgesamt nur noch schlecht definiert. Nach 3 h bei 150 °C sind auch die letzten Anzeichen von CB und Einzel-Elektronen-Transport verschwunden. Eine Abhängigkeit des Leitwerts von  $V_G$  ist kaum noch zu erkennen, vor allem wenn man bedenkt, dass die Farbskala in Teilbild c) einen ganz anderen Wertebereich abdeckt als die der beiden anderen Teilbilder.

Die in diesem Abschnitt präsentierten Annealing-Experimente haben gezeigt, dass die Transportcharakteristik der NC-Proben durch eine sanfte Temperaturbehandlung nach deren Fertigstellung signifikant verändert werden kann. Zum Beispiel konnte die anfangs stark isolierende Probe D12 durch Annealing schrittweise bis hin zu einem annähernd ohmschen Verhalten getunt werden. Die Beobachtungen aus diesem Abschnitt fügen sich gut in die Modellvorstellung aus Abschnitt 7.1 ein, die davon ausgeht, dass die SET-Struktur der NC-Proben auf Inhomogenitäten bzw. Gitterdefekte in der (Ga,Mn)As-Schicht basiert. Der NC stellt in diesem Bild eine Auswahlmaske dar, die den Ladungstransport auf einen schmalen Engpass mit einer konkreten Defektkonfiguration einschränkt. Das Annealing verändert vermutlich die Defektkonfiguration im Bereich des NC und hebt damit die Grundlage für die Entstehung der SET-Struktur auf. Es ist anzunehmen, dass dafür nicht nur die wachstumsbedingten Inhomogenitäten der (Ga,Mn)As-Schicht verantwortlich sind, sondern dass auch infolge der Nanostrukturierung induzierte Defekte einen entscheidenden Beitrag leisten. Als Indiz dafür seien die in [37] untersuchten (Ga,Mn)As-Nanostrukturen genannt, die in ihrem Aufbau den NC-Proben sehr ähnlich sind. Insbesondere wird auch bei diesen Proben die SET-Struktur nicht explizit strukturiert, sondern entsteht im Bereich einer nanostrukturierten Engstelle durch die intrinsischen Eigenschaften der (Ga,Mn)As-Schicht. Im Gegensatz zu den in dieser Arbeit untersuchten Proben wurde das Ausgangsmaterial in [37] bereits vor der Strukturierung bei einer Temperatur von 200 °C 8,5 h lang getempert. Dadurch reduzieren sich die wachstumsbedingten Gitterfehler auf ein Minimum, was mit deutlich verbesserten Materialeigenschaften einhergeht. Dennoch zeigen auch diese Proben nach der Nanostrukturierung Transporteigenschaften im CB-Regime an der Grenze zu durchgängig stark isolierendem Verhalten. Deshalb drängt sich die Vermutung auf, dass die Gitterdefekte, die durch die Nanostrukturierung im Bereich des NC eingebracht werden, bei der Entstehung der SET-Struktur möglicherweise sogar eine wichtigere Rolle spielen als die wachstumsbedingten Gitterdefekte.

## 7.4 Einfluss weiterer Parameter

In diesem Abschnitt wird der Einfluss weiterer Parameter wie Bias-Spannung, Temperatur und Magnetfeld auf die Transportcharakteristik der NC-Proben untersucht, mit dem Ziel dadurch zusätzliche Erkenntnisse über die innere Struktur des Nanokontakts zu gewinnen.

### **Einflussgröße: Bias-Spannung**

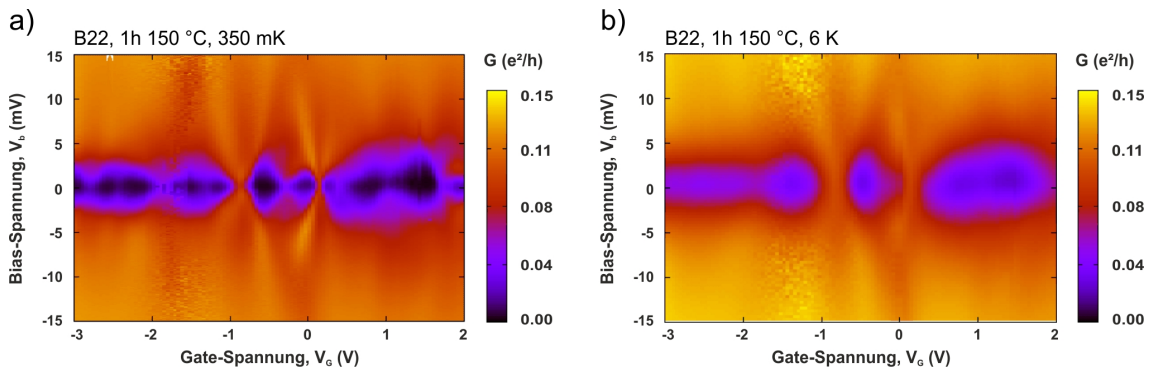
Ausgehend von der orthodoxen Theorie würde man erwarten, dass sich das Muster der CD mit steigender Bias-Spannung in den Bereich des sequentiellen Einzelelektronentunnelns hinein fortsetzt. Wie zum Beispiel an Abb. 7.6 b) gut zu erkennen ist, wird das Muster jedoch entgegen der Erwartung kaum außerhalb des Blockadebereichs beobachtet. Stattdessen zeigen alle untersuchten NC-Proben im Anschluss an die Coulomb-Blockade schnell eine annähernd lineare Transportcharakteristik, die zudem fast unabhängig von der angelegten Gate-Spannung ist. Der Grund dafür ist vermutlich im speziellen Aufbau der NC-Proben zu finden. Wie bereits mehrfach erwähnt wurde, werden die Tunnelbarrieren zwischen Insel und Zuleitungen im Fall der NC-Proben nicht explizit strukturiert, sondern entstehen vermutlich infolge lokaler Inhomogenitäten in der (Ga,Mn)As-Schicht im Bereich des NC. Aus diesem Grund darf man sicherlich keine idealen, unendlich hohen Tunnelbarrieren erwarten, sondern muss vielmehr von flachen Barrieren infolge von lokalen Potentialmodulationen ausgehen. Mit steigender Bias-Spannung erhöht sich in diesem Fall die Kopplung zwischen der isolierten Insel und den Zuleitungskontakten, so dass die Insel schnell ihren lokalisierten Charakter verliert. Coulomb-Blockade und Einzel-Elektronen-Tunneln ist deshalb designbedingt auf den Bereich (sehr) kleiner Bias-Spannungen beschränkt.

### **Einflussgröße: Temperatur**

In den Abschnitten 7.2 und 7.3 wurden bereits einige Messkurven gezeigt, die den temperaturabhängigen Verlauf von  $R$  bzw.  $G$  ausgewählter NC-Proben darstellen. Dabei wurde vor allem der Unterschied zwischen stark isolierenden Proben und solchen, die Transport im CB-Regime bzw. näherungsweise ohmsches Verhalten zeigen, herausgestellt. Im Fall von stark isolierenden NC-Proben steigt der Widerstand mit abnehmender Temperatur exponentiell an und erreicht schnell Werte, die außerhalb des messbaren Bereichs liegen. Im Gegensatz dazu bleibt der Widerstand von NC-Proben im CB-Regime auch bei tiefen Temperaturen endlich. Der Verlauf ist teilweise, wie bei Probe B02 aus Abb. 7.2 zu sehen, durch ein charakteristisches lokales Maximum gekennzeichnet, das vermutlich aufgrund der einsetzenden ferromagnetischen Ordnung im Bereich des NC entsteht.

Allgemein gilt, dass für die Beobachtung von Coulomb-Blockade-Effekten die drei Bedingung nach den Gleichungen 3.19-3.21 erfüllt sein müssen. Im Fall der NC-

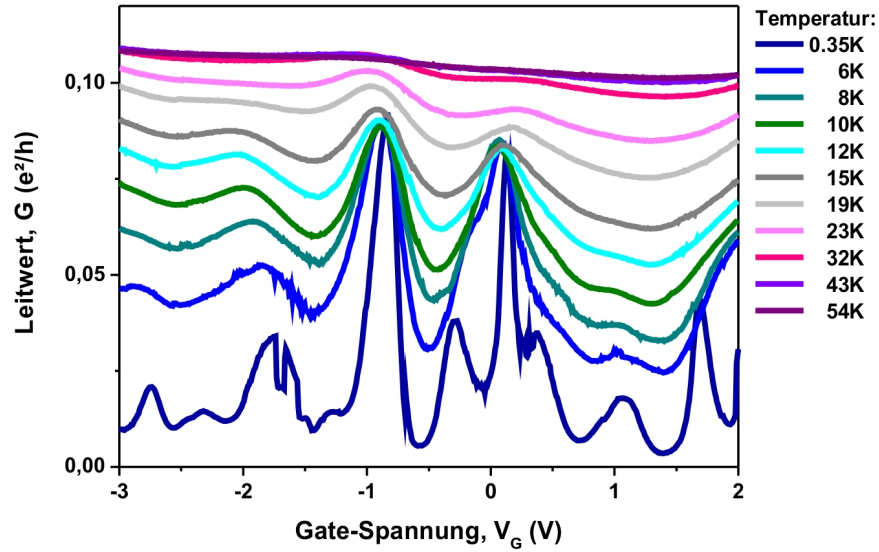
Proben dürfen allerdings weder die Coulomb-Ladungsenergie  $\Delta E_C = e^2/C_\Sigma$  noch die Tunnelwiderstände  $R_S$  und  $R_D$  als unabhängig von  $T$  angenommen werden, da die isolierte Insel erst durch die temperaturabhängigen Lokalisierungseffekte entsteht. Deshalb ist vermutlich sowohl die kapazitive Kopplung mit der Umgebung ( $C_\Sigma$ ) als auch der Widerstand der sie begrenzenden Tunnelbarrieren temperaturabhängig. Intuitiv würde man erwarten, dass die Lokalisierungseffekte mit steigender Temperatur abnehmen, wodurch  $C_\Sigma$  steigt und die Tunnelwiderstände  $R_S$  und  $R_D$  abnehmen. Der Einfluss der temperaturabhängigen ferromagnetischen Ordnung kann allerdings, wie zuvor erwähnt, diesem Trend entgegenwirken und die Lokalisierung trotz steigender Temperatur durch die zunehmende magnetische Unordnung verstärken. Anhand der durchgeführten Experimente konnten die beiden geläufigen Effekte allerdings nicht voneinander getrennt werden. Sie zeigen lediglich, dass die beobachteten CB-Effekte sehr schnell mit steigender Temperatur verschwinden.



**Abbildung 7.7** Stabilitätsdiagramm von Probe C110308B\_S04\_A22, aufgenommen nach einer Temperaturbehandlung von 1 h bei 150 °C. Teilbild **a)** zeigt die Messung bei  $T \approx 350$  mK, Teilbild **b)** bei  $T = 6$  K  
Messbedingungen:  $B_r = 0$  T

Zur Veranschaulichung der Temperaturabhängigkeit ist in Abbildung 7.7 die Transportcharakteristik von Probe C110308B\_S04\_A22 für zwei verschiedene Temperaturen dargestellt. Der direkte Vergleich zeigt, dass die grundlegende Struktur der Transportcharakteristik in beiden Messungen vorhanden ist, wobei sich die CB-Effekte wie erwartet durch die Temperaturerhöhung von  $T \approx 350$  mK auf  $T \approx 6$  K merklich abgeschwächt haben. Aus Abb. 7.7 a) lässt sich eine Ladungsenergie von  $\Delta E_C \approx 4$  meV ablesen. Eingesetzt in Gl. 3.20 erhält man damit eine Temperaturobergrenze für CB-Effekte von  $T \approx 47$  K. Anhand der in Abbildung 7.8 gezeigten Gate-Kennlinien lässt sich direkt nachverfolgen, wie die CB-Effekte mit steigender Temperatur allmählich verschwinden. Nimmt man die Coulomb-Oszillationen als Indikator, dann sind ab einer Temperatur von  $T \approx 30$  K keine erkennbaren CB-Effekte mehr vorhanden. Die Abweichung zwischen der aus  $\Delta E_C$  bestimmten Temperaturobergrenze und der tatsächlichen Beobachtungsgrenze könnte als ein weiterer Hinweis darauf interpretiert werden, dass Lokalisierungseffekte einen erkennbaren Einfluss

auf die SET-Struktur haben, weshalb die CB-Effekte mit steigender Temperatur schneller als erwartet verschwinden.



**Abbildung 7.8** Gate-Kennlinien von Probe C110308B\_S04\_A22 aufgenommen bei verschiedenen Temperaturen.

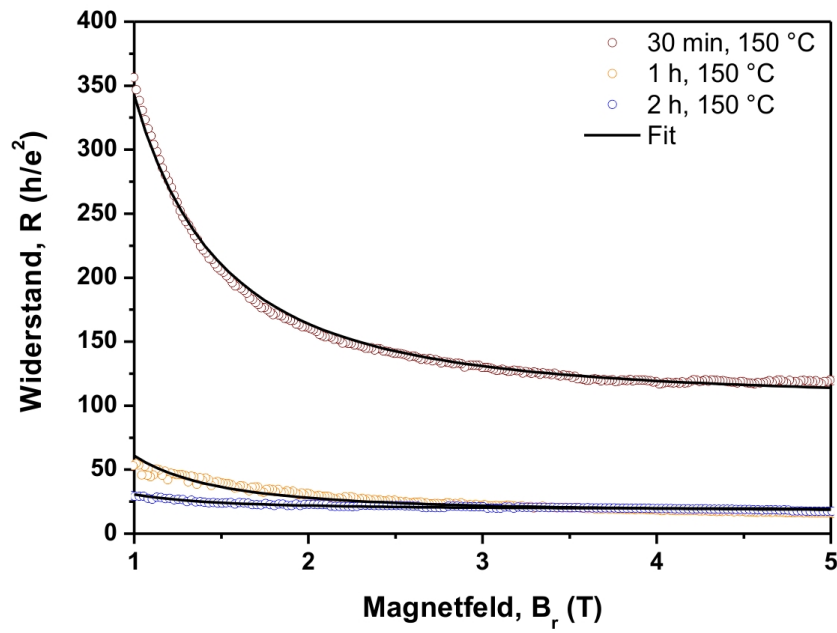
Messbedingungen:  $B_r = 0$  T,  $V_b = 0$  V,  $V_{ac} = 0,1$  mV

Es bleibt zu erwähnen, dass sich die Transportcharakteristik einer NC-Probe im CB-Regime durch starkes Erwärmen, z.B. bis auf Raumtemperatur, gewöhnlich deutlich ändert. Es ist zu erwarten, dass die Probe nach erneutem Abkühlen zwar weiterhin Transport im CB-Regime zeigt, im Detail werden die Messungen vor und nach dem Erwärmen allerdings nicht mehr vergleichbar sein.

### **Einflussgröße: Magnetfeld**

Abbildung 7.9 zeigt den Widerstand von NC-Probe C110308B\_S04\_D12 in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes ( $B_r$ ), welches in-plane parallel zur Stromrichtung orientiert ist. Im Bereich kleiner Magnetfelder ( $B_r \lesssim 1$  T) ist die charakteristische Abhängigkeit des Widerstands vom Magnetfeld durch den Ummagnetisierungsprozess gestört. Deshalb wird hier nur der Bereich ab  $B_r > 1$  T gezeigt. Der Verlauf von  $R(B_r)$  lässt sich in diesem Bereich sehr gut mit dem modifizierten VRH-Modell nach Fukuyama und Yoshida [173] beschreiben, wonach für ein System unter Anderson-Lokalisierung  $R(B_r) \sim B_r^{-2}$  erwartet wird. Die Messdaten aus Abb. 7.9 zeigen tatsächlich die erwartete Magnetfeldabhängigkeit, was durch den Fit (schwarze Linien) nach folgender Gleichung

$$R(B_r) = R_0 (1 + b B_r^{-2}) \quad (7.4)$$



**Abbildung 7.9** Widerstand von NC-Probe C110308B\_S04\_D12 in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes unter dem Einfluss von Annealing.

Messbedingungen:  $V_b = 5$  mV,  $V_G = 0$  V,  $T \approx 1,4$  K

veranschaulicht wird. In Gl. 7.4 bezeichnen  $R_0$  und  $b$  die freien Fitparameter, wobei  $R_0$  als magnetfeldunabhängiger Anteil des Gesamtwiderstands interpretiert werden kann. Die Werte der Fitparameter für die drei in Abb. 7.9 gezeigten Fitkurven sind in Tabelle 7.3 zusammengefasst. Es sei darauf hingewiesen, dass der Einfluss eines externen Magnetfeldes auf die Transportcharakteristik der NC-Proben in Kapitel 9 noch ausführlicher diskutiert wird.

	0,5 h	1 h	2 h
$R_0[\text{h}/e^2]$	104	17	19
$b$	2,3	2,6	0,6

**Tabelle 7.3** Parameter des Fits nach Gl. 7.4 für die in Abbildung 7.9 dargestellten Messdaten.





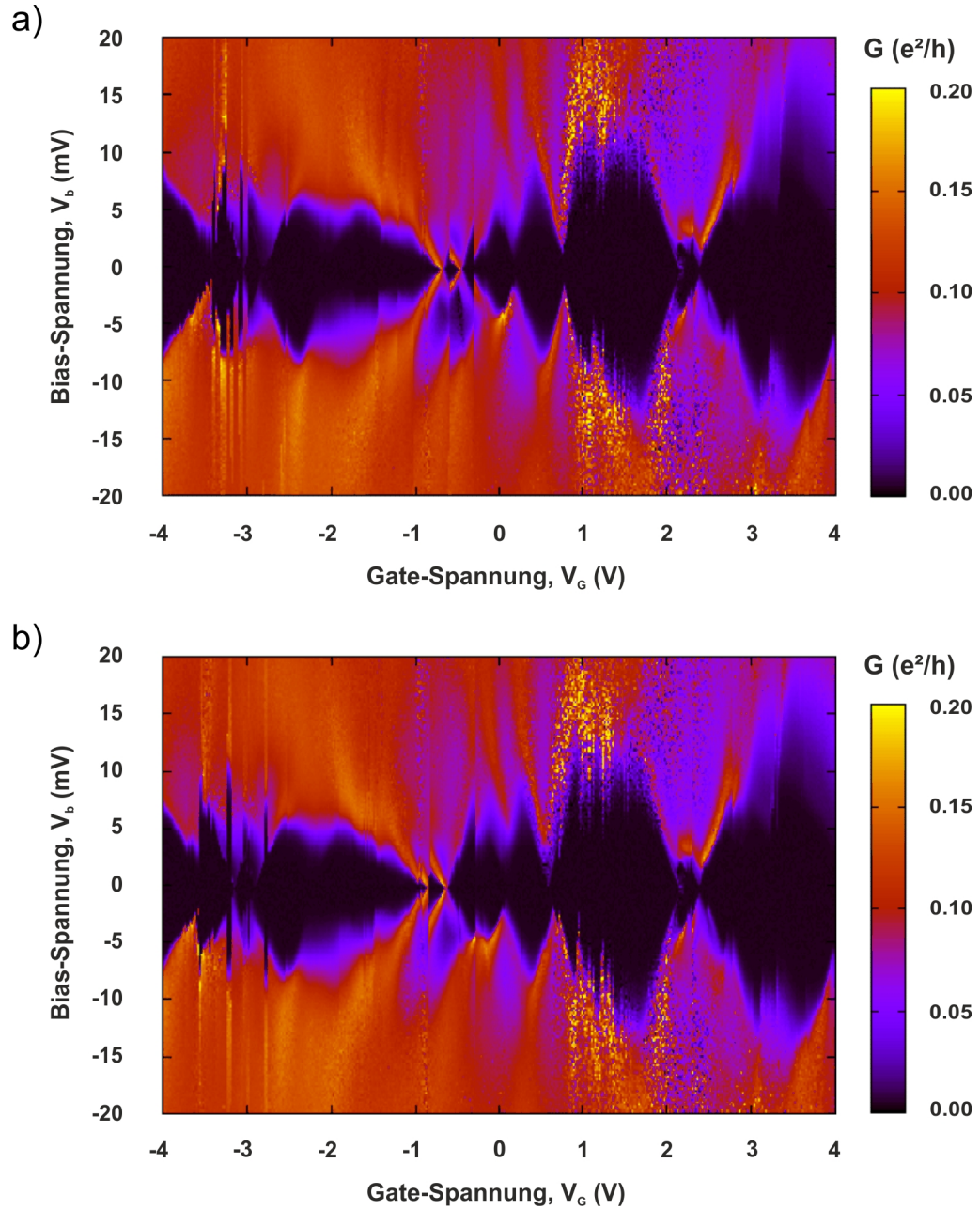
## 8 Analyse und Modellierung der Transportcharakteristik

In den folgenden Abschnitten wird anhand eines ausgewählten Datensatzes das Transportverhalten einer konkreten Nanokontakt (NC)-Probe im Detail untersucht. Die Daten werden dazu im Bilde von Coulomb-Blockade (CB) und sequentiellen Einzel-Elektronen-Transport (ST) interpretiert und in einem ersten Schritt mit dem orthodoxen Modell des klassischen Einzel-Elektronen-Transistors (SET) verglichen. Es folgt die Erweiterungen des Modells auf zwei Inseln sowie die Diskussion eines alternativen Double-Dot (DD)-Modells. Abschließend wird der Einfluss der ferromagnetischen Zuleitungen der NC-Probe auf deren Transportverhalten anhand des DD-Modells thematisiert.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen können genutzt werden, um Rückschlüsse auf die vorliegende intrinsische Struktur dieses Nanokontakts zu ziehen. Vergleicht man die Transporteigenschaften mehrerer NC-Proben, die alle CB-Effekte zeigen, dann besitzen diese viele Gemeinsamkeiten und unterscheiden sich nur im Detail. Deshalb kommt den folgenden, exemplarischen Untersuchungen eine gewisse Übertragbarkeit auf andere Proben und ein mit Einschränkungen allgemeiner Charakter zu.

### 8.1 Die Ausgangssituation

Abbildung 8.1 a) zeigt einen Datensatz von NC-Probe C110308B\_S04\_B03, dargestellt als Stabilitätsdiagramm. Der Datensatz besteht aus 400 IV-Kennlinien zu je 200 Messpunkten. Für jeden Datenpunkt wurde etwa eine Sekunde Integrationszeit aufgewendet, sodass die hier dargestellten Daten etwa einen Tag an Messzeit in Anspruch nahmen. Verglichen mit anderen Messungen aus dieser Arbeit aber auch verglichen mit Messungen aus früheren Arbeiten zu diesem Thema [37, 43, 136] ist der hier präsentierte Datensatz wesentlich feiner aufgelöst. Dies erlaubt nicht nur den Blick auf einzelne Details in der Transportcharakteristik, sondern ermöglicht es auch, Unregelmäßigkeiten deutlicher zu erkennen. In Abb. 8.1 a) fällt sofort ein sehr markantes, unregelmäßiges Muster aus verschiedenen großen und verschiedenen breiten Coulomb-Diamanten (CD) auf. Viele der CD überlappen dabei mit ihren direkten Nachbarn oder bilden sich nur teilweise aus ehe sie abrupt abbrechen. Im Gate-Spannungs-Bereich zwischen  $V_G \approx 1\text{ V}$  und  $V_G \approx 3\text{ V}$  sticht zudem ein erhöhtes Rauschen ins Auge, welches offensichtlich auf die Transportcharakteristik der



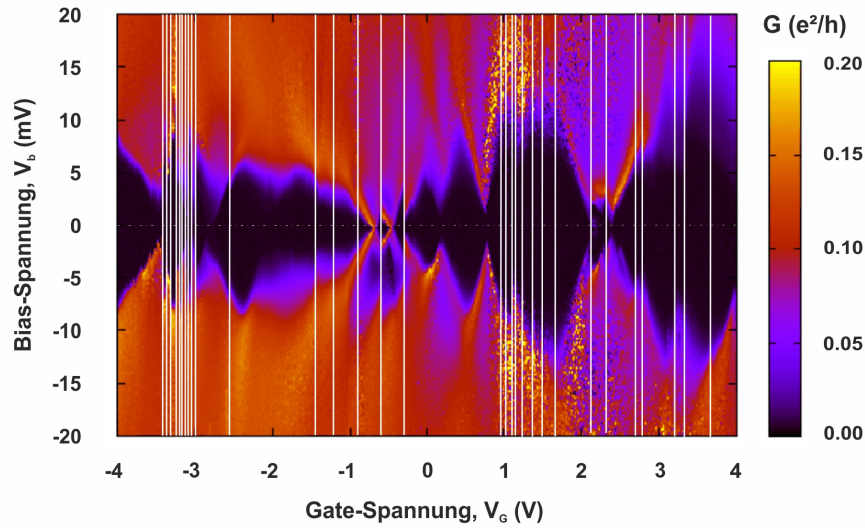
**Abbildung 8.1** Stabilitätsdiagramme von Probe C110308B\_S04\_B03; die beiden dargestellten Datensätze wurden unter gleichen Bedingungen direkt nacheinander aufgenommen, um die Reproduzierbarkeit der Messung zu überprüfen.

Messbedingungen:  $T \approx 25$  mK,  $B_r = 1$  T

Probe und nicht auf die Messung zurückgeht. Das Bild des gezeigten Datensatzes weicht jedenfalls erheblich von dem regelmäßigen Bild eines idealen SET ab und wirft deshalb die Frage auf, inwieweit sie die tatsächliche Transportcharakteristik der NC-Probe wiedergeben oder stattdessen eher parasitäre Effekte abbilden?

Eine erste Antwort darauf liefert der Vergleich der beiden Teilbilder aus Abb. 8.1. Beide Datensätze wurden unter den gleichen Bedingungen direkt nacheinander aufgenommen. Fast alle relevanten Merkmale finden sich in beiden Teilbildern wieder, allerdings sind einige Charakteristika gegeneinander entlang der  $V_G$ -Achse verschoben. Abgesehen davon scheinen die beiden direkt nacheinander durchgeführten Messungen größtenteils sehr ähnliche Ergebnisse zu liefern. Das unregelmäßige Muster der CD spiegelt folglich zumindest teilweise die Transportcharakteristik der NC-Probe wider. Die beiden Teilbilder von Abb. 8.1 zeigen allerdings auffallend viele diskontinuierliche Versetzungen entlang der  $V_G$ -Achse. Die Versetzungen durchziehen die Bilder meist in voller Höhe, sodass man davon ausgehen kann, dass die Störungen nicht während der Aufnahme einer IV-Kennlinie, sondern durch die Veränderungen der Gate-Spannung zwischen zwei IV-Kennlinien hervorgerufen wurden. Aus experimenteller Sicht sind solche Störungen bei Einzel-Elektronen-Transistoren nicht ungewöhnlich. Im Allgemeinen werden dafür Ladungsfallen in der Nähe des SET verantwortlich gemacht, die durch eine Veränderung von  $V_G$  dauerhaft geladen bzw. entladen werden. Sie verändern den SET nicht, wirken aber wie eine zusätzliche, unbekannte und nicht steuerbare Gate-Spannung. Die IV-Kennlinien vor und nach einer Störung passen deshalb oft nicht mehr richtig zusammen. Es entsteht der Eindruck einer diskontinuierlichen Versetzung. In diesem Zusammenhang spricht man meist von einem Gate-Sprung bzw. einer Veränderung der Hintergrundladung. Der Vergleich der beiden Teilbilder aus Abb. 8.1 ergibt, dass der größte Teil der Abweichungen zwischen den beiden Messungen auf verschobene, ausgelassene oder zusätzliche Gate-Sprünge zurückgeführt werden kann. Abbildung 8.2 zeigt den Datensatz aus Abb. 8.1 a) erneut, wobei im Unterschied dazu nun alle erkennbaren Versetzungen explizit mit weißen Linien markiert wurden. Für die Analyse der Messdaten sind Gate-Sprünge äußerst problematisch, da sie die Integrität der  $V_G$ -Achse stören. Mit jedem Gate-Sprung verändert sich die effektive Gate-Spannung ( $V_G^{eff}$ ) um einen unbekannten Beitrag, sodass das Bild mit der Anzahl der Gate-Sprünge zunehmend irregulär wird. Es kommt erschwerend hinzu, dass die Gate-Sprünge nur selten zuverlässig reproduzierbar sind. Selbst bei zwei direkt nacheinander durchgeführten, formal identischen Messungen befinden sich die Gate-Sprünge nicht immer an den gleichen Stellen; zudem fehlen manchmal einzelne oder man beobachtet zusätzliche.

Es wurde mit großem Aufwand versucht, das Problem der Gate-Sprünge zu reduzieren: Die Hoffnung, unter den vielen NC-Proben eine besonders „gutmütige“ Probe finden zu können, hat sich ebenso zerschlagen, wie die Hoffnung, ein genügend großes  $V_G$ -Intervall ausmachen zu können, innerhalb dessen keine bzw. nur reproduzierbare Gate-Sprünge auftreten. Alle Versuche, das Verhalten einer NC-Probe durch wiederholtes, sehr langsames Abfahren eines  $V_G$ -Bereichs zu stabilisieren, sind ohne zählbare Erfolge geblieben. Des Weiteren wurden verschiedene prozesstechnische



**Abbildung 8.2** Stabilitätsdiagramm von Probe C110308B\_S04\_B03. Die vertikalen Versetzungen sind in dieser Darstellung durch weiße Linien markiert. Die Bereiche zwischen zwei benachbarten Linien können als stabil mit festem Zusammenhang zwischen den Parametern  $V_G$  und  $V_b$  angesehen werden.

Verbesserungen entwickelt, um potentielle Quellen für Störstellen in der Nähe des NC zu eliminieren. Es wurde zum Beispiel eine spezielle Behandlung der Probe in niederenergetischen Sauerstoffplasma im Anschluss an die Nanostrukturierung eingeführt, um Lackreste unmittelbar vor dem Wachstum des Gate-Dielektrikums restlos zu entfernen. Außerdem wurden verschiedene Materialien ( $Al_2O_3$ ,  $HfO_2$  und  $SiO_2$ ) als Gate-Dielektrika getestet. Das Problem der Gate-Sprünge konnte allerdings von keiner der getroffenen Maßnahmen merklich verbessert werden. Alternative, seitlich angebrachte Gate-Kontakte haben sich ebenfalls als ungeeignet erwiesen, da sie kaum Einfluss auf das elektrostatische Potential des NC ausüben konnten (siehe dazu Kapitel 4.1.6). Der Versuch, das Topgate durch einen mittels MBE gewachsenen Backgate-Kontakt zu ersetzen blieb ebenfalls ohne erkennbaren Erfolg.

Wie in Kapitel 7.1 bereits erwähnt wurde, muss man davon ausgehen, dass der gesamte NC mit Gitterdefekten durchsetzt ist. Es erscheint deshalb durchaus möglich, dass die eigentliche Ursache für die Gate-Sprünge weniger Defekte oder Verunreinigungen an der Oberfläche zwischen dem NC und der Topgate-Elektrode sind, sondern dass sich die relevanten Störstellen innerhalb des NC befinden. Die intrinsischen Störstellen lassen sich allerdings kaum vermeiden, da in dieser Hinsicht sowohl beim (Ga,Mn)As-Wachstum als auch bei der Nanostrukturierung wenig Spielraum bleibt. Die beste Methode, um die Zahl der Gitterfehler zu reduzieren, ist das Annealing. Dabei werden allerdings nicht nur Störstellen ausgeheilt, die möglicherweise

zu Gate-Sprüngen führen könnten, sondern es geht dabei auch die Grundlage der intrinsischen SET-Struktur verloren (siehe Kapitel 7.3).

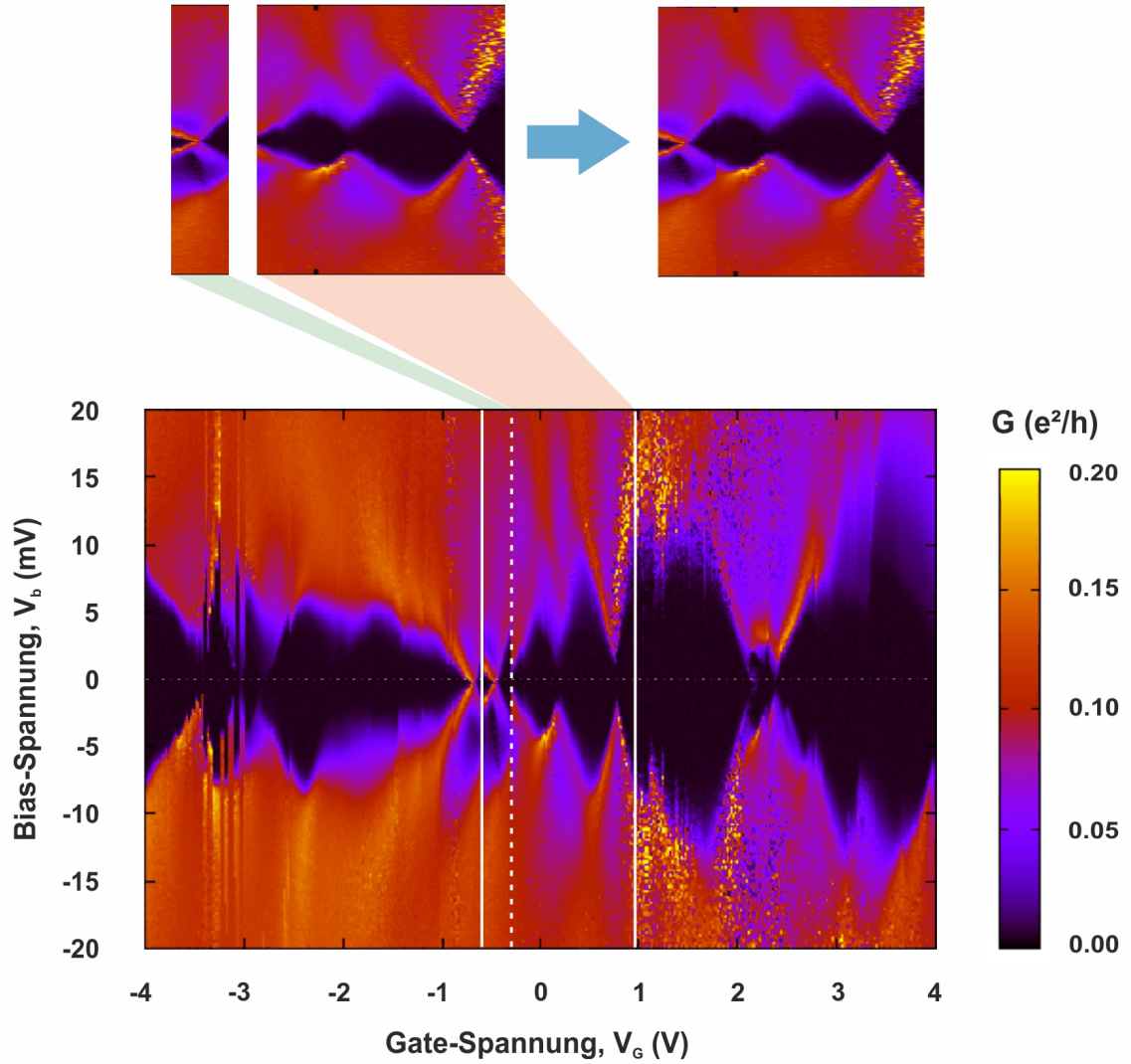
## Rekonstruktion eines ungestörten Stabilitätsdiagramms

Die Modellierung der Transportcharakteristik der NC-Proben auf Basis eines der etablierten SET-Modelle ist wegen der zahlreichen Gate-Sprünge kaum möglich. Die Gate-Sprünge stören das Bild des Stabilitätsdiagramms und erwecken den Eindruck eines unregelmäßigen, chaotischen Transportverhaltens. Dieses spiegelt allerdings nicht die tatsächliche Transportcharakteristik der NC-Probe, sondern lediglich die Unberechenbarkeit der Gate-Sprünge wider. Wie zuvor ausgeführt, blieben alle unternommenen Anstrengungen, die Zahl der Gate-Sprünge zu reduzieren, erfolglos. Deshalb wurde eine Methode entwickelt, mit der aus einem typischen Datensatz die Gate-Sprünge nachträglich teilweise eliminiert werden können: Die Methode basiert auf der Annahme, dass ein Gate-Sprung lediglich eine Änderung der elektrostatischen Umgebung des Nanokontakts verursacht, die eigentliche SET-Struktur der NC-Probe aber unverändert bleibt. Die in Abb. 8.2 markierten Versetzungen können damit als unbekannte Verschiebungen der effektiven Gate-Spannung aufgefasst werden.  $V_G^{eff}$  setzt sich dabei aus der externen Gate-Spannung und dem Beitrag der Umgebung ( $V_G^{env}$ ) zusammen:

$$V_G^{eff} = V_G + V_G^{env} \quad (8.1)$$

Zwischen zwei Gate-Sprüngen ist  $V_G^{env}$  konstant, sodass die NC-Probe innerhalb eines solchen Bereichs mit  $V_G$  ungestört ihrer tatsächlichen Transportcharakteristik folgen kann. Der Datensatz kann deshalb, wie in Abbildung 8.3 exemplarisch dargestellt, entlang der Versetzungslinien in einzelne, ungestörte Segmente zerteilt werden. Jedes Segment ist dabei durch ein unbekanntes  $V_G^{env}$  charakterisiert, sodass die Segmente bezogen auf die  $V_G^{eff}$ -Achse entweder durch eine Lücke voneinander getrennt sind oder teilweise miteinander überlappen. Im dargestellten Beispiel werden die beiden ausgewählten Segmente entlang der Gate-Achse verschoben und so übereinandergelegt, dass ein kontinuierlicher Anschluss entsteht. Dank der hohen Auflösung des Datensatzes ist es gelungen, die vertikalen Versetzungen innerhalb eines Teilbereichs fast vollständig zu eliminieren und so ein ungestörtes Bild der Transportcharakteristik zu rekonstruieren. Das Ergebnis der Rekonstruktion ist in Abbildung 8.4 dargestellt und bildet die Grundlage für die nachfolgende Modellierung der Transporteigenschaften.

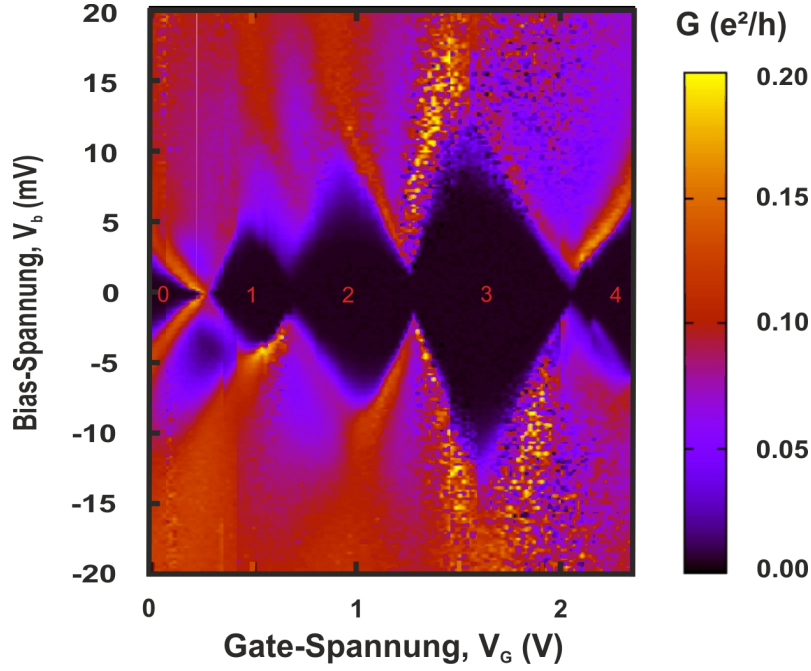
Es sei an dieser Stelle ausdrücklich angemerkt, dass der rekonstruierte Datensatz zwar physikalisch sinnvoll erstellt wurde, aber natürlich mit subjektiven Einschätzungen behaftet ist und deshalb nicht den gleichen Stellenwert wie der Datensatz einer ungestörten Messung hat. Im Gegensatz zu den originalen Messdaten gibt er allerdings einen guten Eindruck davon, wie das tatsächliche Transportverhalten der NC-Probe aussehen könnte.



**Abbildung 8.3** Veranschaulichung der Rekonstruktion:

Der untere Teil der Abbildung zeigt den Datensatz aus Abb. 8.1 a). In der Darstellung sind drei ausgewählte Versetzungslinien markiert. Zwischen den beiden durchgezogenen Linien befinden sich zwei ungestörte Segmente, die an der gestrichelten Versetzungslinie diskontinuierlich miteinander verbunden sind. Im oberen Teil der Abbildung sind diese exemplarisch herausgegriffen. Durch Verschieben entlang der  $V_G$ -Achse können die beiden Segmente derart überlagert werden, sodass ein ungestörtes Bild entsteht.

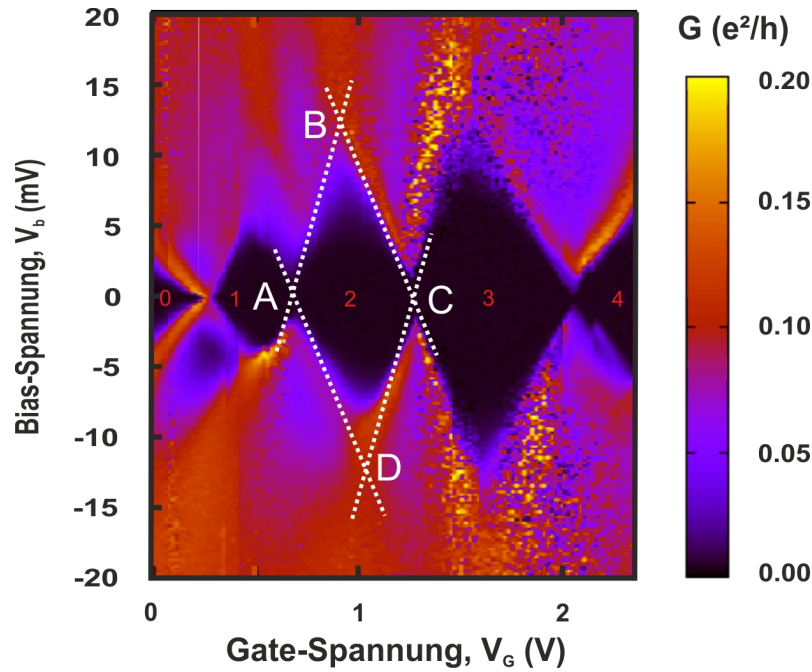




**Abbildung 8.4** Rekonstruiertes Stabilitätsdiagramm: Ausgehend von Abb. 8.2 wurde durch Überlagerung von benachbarten Segmenten ein Datensatz rekonstruiert, in dem Gate-Sprünge kaum noch zu erkennen sind. Die Rekonstruktion umfasst nur einen Teilbereich der Ausgangsdaten, innerhalb dem die subjektive Rekonstruktion ohne größere Widersprüche möglich war.

## 8.2 Orthodoxes Modell

Das rekonstruierte Stabilitätsdiagramm aus Abbildung 8.4 hat gegenüber den ursprünglichen Messdaten den Vorteil, dass ein fester Zusammenhang zwischen den Parametern  $V_G$  und  $V_b$  angenommen werden kann. Dies ist eine wichtige Voraussetzung dafür, um die orthodoxe Theorie des Einzel-Elektronen-Tunnelns auf die Messdaten anwenden zu können. In Abbildung 8.5 ist der rekonstruierte Datensatz zusammen mit weiß gepunkteten Hilfslinien erneut dargestellt. Die Hilfslinien bilden die Kontur des CD #2 und dienen als Markierungen für die Parameterextraktion. Aus der Steigung der Hilfslinien lässt sich zum Beispiel die kapazitive Kopplung der Insel zu den Zuleitungen extrahieren. Im vorliegenden Fall besitzen gegenüberliegende Linien (z.B. **AB** und **DC**) die gleiche Steigung, benachbarte Linien (z.B. **AB** und **CB**) weisen dagegen auch betragsmäßig unterschiedliche Steigungen auf. Daraus lässt sich eine asymmetrische Kopplung der Insel zu den beiden Zuleitungen ableiten, was typisch ist für reale Einzel-Elektronen-Transistoren, da die Eigenschaften der beiden Tunnelkontakte eines SET stets prozesstechnischen Fehlertoleranzen unterliegen. Aus den Schnittpunkten der Hilfslinien (**A**, **B**, **C** und **D**) lassen sich fast alle Parameter des orthodoxen Modells bestimmen (siehe Kapitel 3.4). Die aus Abb. 8.5 extrahierten Parameter sind in Tabelle 8.1 zusammengefasst. Lediglich die Tunnelwiderstände zu Source ( $R_S$ ) und Drain ( $R_D$ ) bleiben vorläufig unbestimmt,



**Abbildung 8.5** Rekonstruiertes Stabilitätsdiagramm: zur Veranschaulichung sind Hilfslinien eingezeichnet, die Coulomb-Diamant #2 begrenzen. Anhand der Schnittpunkte **A** bis **D** können wichtige Parameter nach dem orthodoxen Modell berechnet werden.

können aber relativ einfach aus dem Fit an einer beliebigen IV-Kennlinie innerhalb des Datensatzes ermittelt werden.

Coulomb-Diamant (A - D)	
$C_S$	$5.6 \times 10^{-18} F$
$C_D$	$8.4 \times 10^{-18} F$
$C_G$	$28 \times 10^{-20} F$
$C_\Sigma$	$14.3 \times 10^{-18} F$
$E_C$	$11.2 \times 10^{-3} eV$
$Q_0$	$0.26 e$

**Tabelle 8.1** Parameter des orthodoxen Modells extrahiert aus Abbildung 8.5.

Heuristische Untersuchungen haben ergeben, dass für die untersuchten NC-Proben ein Zusammenhang zwischen kapazitiver Kopplung und zugehörigem Tunnelwiderstand besteht. Demnach verhält sich der Quotient aus den beiden Teilkapazitäten  $C_S/C_D$  umgekehrt proportional zum Quotienten der zugehörigen Tunnelwiderstände  $R_S/R_D$ . Es gilt:

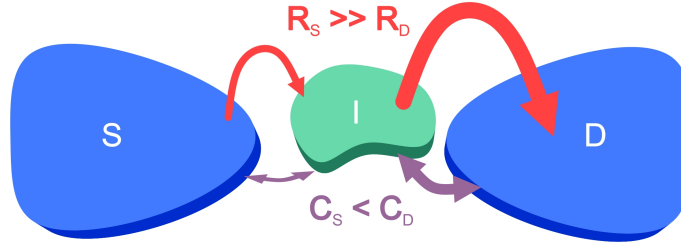
$$\frac{C_S}{C_D} = \frac{R_D}{R_S} \quad (8.2)$$



Nachdem  $C_S$  und  $C_D$  direkt aus dem Stabilitätsdiagramm bestimmt werden können, genügt es,  $R_S$  oder  $R_D$  aus den Messdaten zu extrahieren. Alternativ kann der leichter zugängliche Gesamtwiderstand der Probe

$$R = R_S + R_D \quad (8.3)$$

bestimmt werden, aus dem sich mit Gl. 8.2 wiederum die beiden Teilwiderstände  $R_S$  und  $R_D$  berechnen lassen.

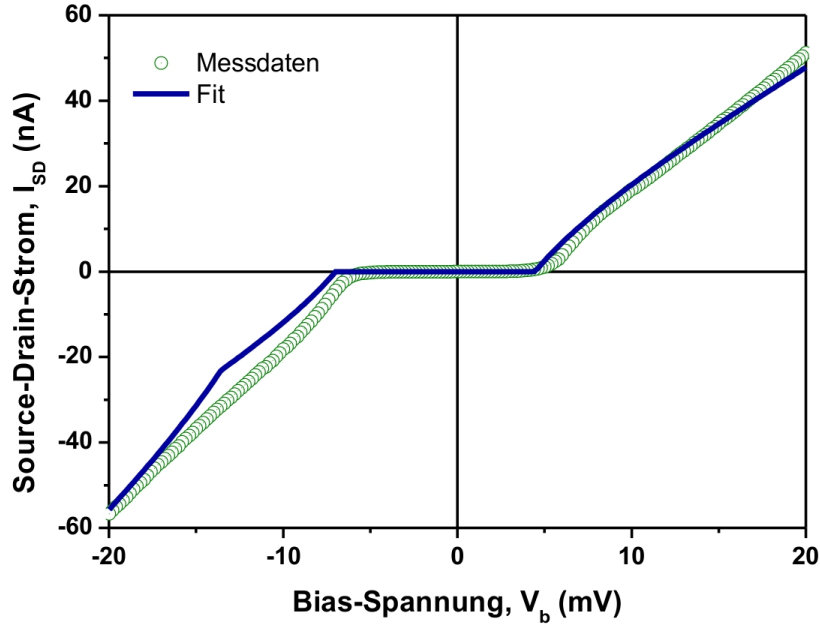


**Abbildung 8.6** Schematische Darstellung einer asymmetrischen SET-Struktur. Die isolierte Insel (I) befindet sich im gezeigten Fall näher am Drain- (D) als am Source-Kontakt (S). Es wird angenommen, dass sich die Asymmetrie auch auf die Parameter der beiden Tunnelkontakte auswirkt. Je kleiner der Abstand zwischen zwei Teilbereichen, desto kleiner ist der Tunnelwiderstand und desto größer die kapazitive Kopplung. Die Pfeile symbolisieren hier die Tunnelwahrscheinlichkeit (rot) bzw. die Stärke der kapazitiven Kopplung (lila).

Als Erklärung für den beobachteten Zusammenhang könnte das in Abbildung 8.6 dargestellte einfache Bild dienen, welches schematisch die isolierte Insel im Bereich des NC zeigt. Die Insel ist hierbei asymmetrisch zwischen den beiden Zuleitungskontakten angeordnet, sodass der Abstand zwischen dem Source-Kontakt und der Insel kleiner ist als der zwischen der Insel und dem Drain-Kontakt. Nach dem einfachen Modell des Plattenkondensators verhält sich die Kapazität umgekehrt proportional zum Abstand zwischen den beiden Platten. Angewandt auf den Tunnelkontakt bedeutet dies, dass die kapazitive Kopplung des Kontakts ( $C$ ) steigt, wenn sich der Abstand der beiden Kontaktseiten und damit die Breite der Barriere verringert. Für den Tunnelwiderstand ( $R$ ) verhält es sich genau umgekehrt: Verringert sich die Breite der Barriere, dann reduziert sich auch  $R$ . Der allgemeine Zusammenhang zwischen Widerstand und Kapazität eines Tunnelkontakts kann deshalb im einfachsten Fall durch

$$R = \alpha C^{-1} \quad (8.4)$$

dargestellt werden, wobei hier  $\alpha$  eine unbekannte Proportionalitätskonstante ist. Unter der Annahme, dass für beide Tunnelkontakte der gleiche Zusammenhang zwischen  $R$  und  $C$  besteht, folgt aus Gleichung 8.4 direkt Gleichung 8.2. Diese Annahme erscheint zumindest nicht völlig abwegig zu sein, da beide Tunnelkontakte in gleicher Art und Weise aus dem gleichen Material aufgebaut sind und deshalb auch beide Barrieren vermutlich sehr ähnliche Eigenschaften aufweisen.

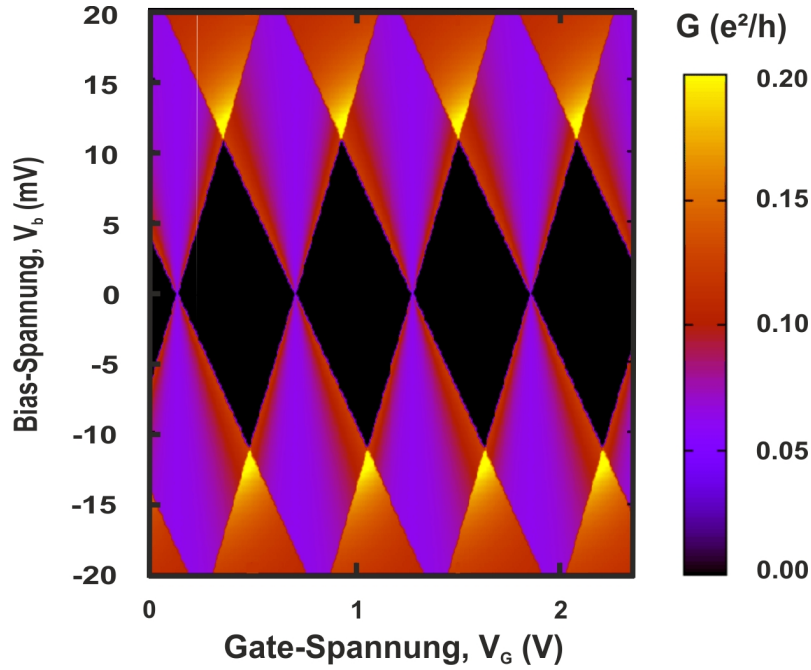


**Abbildung 8.7** IV-Kennlinie aus dem rekonstruierten Datensatz ( $V_G = 1.14V$ , CD #2) sowie eine nach dem orthodoxen Modell berechnete Fitkurve.

Abbildung 8.7 zeigt eine ausgewählte IV-Kennlinie aus dem Datenbereich des untersuchten CD zusammen mit einer nach dem orthodoxen Modell berechneten Fitkurve. Für den Fit wurden die zuvor extrahierten Werte aus Tabelle 8.1 verwendet; unter Berücksichtigung von Gl. 8.2 bleibt somit als einziger freier Fitparameter der Gesamtwiderstand  $R$  übrig. Aus dem Fit ergibt sich für den Widerstand ein Wert von  $R \approx 8R_K \approx 200 \text{ k}\Omega$ , wobei  $R_K = \frac{h}{e^2} \approx 25,8 \text{ k}\Omega$  die Klitzing-Konstante bezeichnet. Die Tunnelwiderstände der beiden Tunnelkontakte errechnen sich schließlich mit Hilfe von Gl. 8.2 und Gl. 8.3 zu

$$\begin{aligned} R_S &\approx 120 \text{ k}\Omega \\ R_D &\approx 80 \text{ k}\Omega \end{aligned}$$

Die Übereinstimmung zwischen der gemessenen und der simulierten IV-Kennlinie in Abb. 8.7 ist zur Bestimmung der Tunnelwiderstände akzeptabel, im Detail sind durchaus relevante Abweichungen zu erkennen. Berücksichtigt man die Unsicherheit bei der Extraktion der Simulationsparameter, dann bliebe noch etwas Spielraum für eine Feinjustage, sodass möglicherweise eine etwas bessere Übereinstimmung erzielt werden könnte. Dies trifft allerdings nur auf IV-Kennlinien innerhalb des Parameterbereichs von CD #2 zu. IV-Kennlinien aus dem Rest des Datensatzes lassen sich mit den Parametern aus Tab. 8.1 dagegen nur sehr schlecht oder gar nicht beschreiben. Dies ist nicht verwunderlich, wenn man die Messdaten mit dem

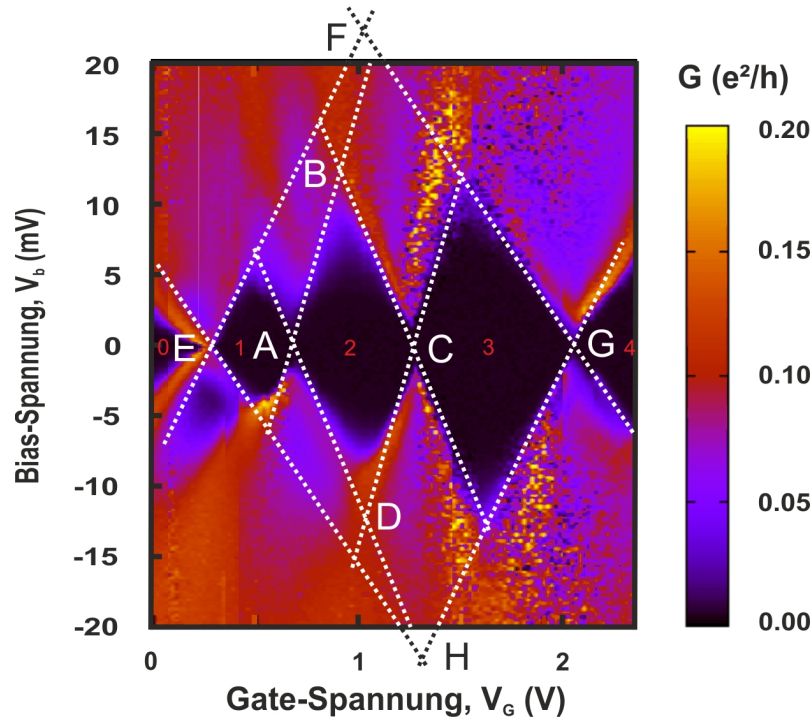


**Abbildung 8.8** Simulation nach dem orthodoxen Modell mit den Parametern aus Tabelle 8.1 und  $R = 8 R_K$ .

in Abbildung 8.8 gezeigten Simulationsergebnis vergleicht: Die Simulation nach dem orthodoxen Modell liefert eine periodische Folge von identischen CD, die alle in Form und Größe CD #2 entsprechen, da die Simulationsparameter anhand dieses CD ermittelt wurden. Im Gegensatz dazu zeigt die Messung verschieden große CD, die zur Beschreibung im orthodoxen Modell jeweils einen anderen Parametersatz benötigen würden. Die kapazitive Kopplung und auch der Widerstand der beiden Tunnelkontakte des SET können in der Regel aber als unabhängig von der Gate-Spannung angenommen werden. Folglich ist das gewählte Modell unzureichend, um das Transportverhalten des hier untersuchten NC vollständig abzubilden.

### 8.3 Orthodoxes Modell mit zwei Inseln

Die Simulation nach dem einfachen orthodoxen Modell aus dem vorangegangenen Abschnitt hat gezeigt, dass einerseits eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment innerhalb eines CD gefunden werden kann, dass das Modell aber andererseits außerhalb dieses CD versagt. Deshalb genügt es nicht, die Simulationsparameter aus nur einem CD zu gewinnen. Abbildung 8.9 zeigt erneut den rekonstruierten Datensatz zusammen mit Hilfslinien für die Extraktion der Simulationsparameter. Im Gegensatz zu Abb. 8.5 beschreiben die eingezeichneten Hilfslinien nun die Kontur aller CD. Aus den Schnittpunkten **A** bis **D** und **E** bis **H** lassen sich zwei Parametersätze für die Simulation gewinnen, was darauf hindeutet, dass zwei



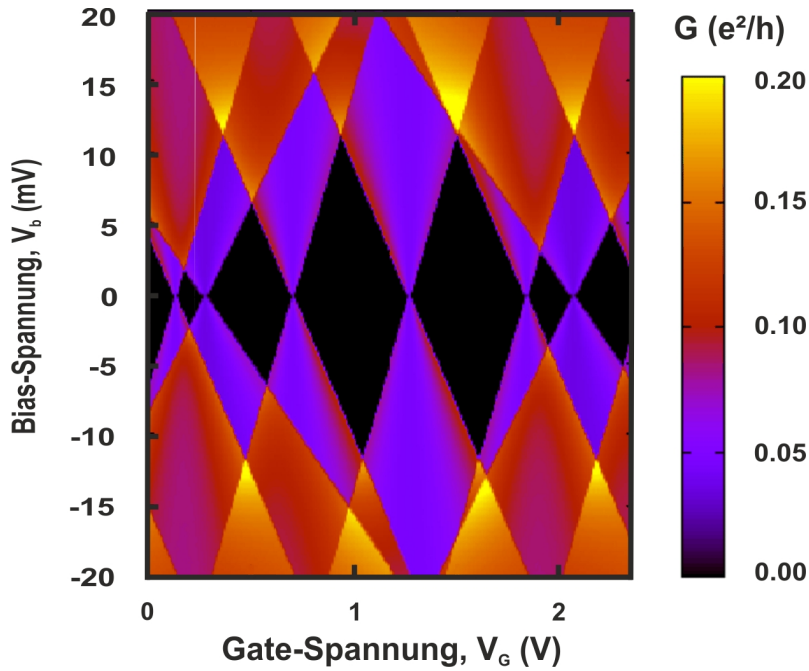
**Abbildung 8.9** Rekonstruiertes Stabilitätsdiagramm: Die eingezeichneten Hilfslinien setzen sich aus zwei Diamantstrukturen (**A** bis **D** und **E** bis **H**) zusammen, mit denen die Konturen aller CD beschrieben werden können. Aus den markierten Schnittpunkten **A** bis **H** lassen sich zwei unabhängige Parametersätze extrahieren, die in Tabelle 8.2 zusammengefasst wurden.

	kleiner Diamant ( <b>A-D</b> )	großer Diamant ( <b>E-H</b> )
$C_S$	$5.6 \times 10^{-18} F$	$3.0 \times 10^{-18} F$
$C_D$	$8.4 \times 10^{-18} F$	$4.2 \times 10^{-18} F$
$C_G$	$28 \times 10^{-20} F$	$9 \times 10^{-20} F$
$C_\Sigma$	$14.3 \times 10^{-18} F$	$7.3 \times 10^{-18} F$
$E_C$	$11.2 \times 10^{-3} eV$	$21.9 \times 10^{-3} eV$
$Q_0$	$0.26 e$	$0.34 e$

**Tabelle 8.2** Parameter des orthodoxen Modells extrahiert aus Abbildung 8.9.

Inseln am Transport beteiligt sein könnten. Die beiden extrahierten Parametersätze sind in Tabelle 8.2 zusammengefasst.

Im einfachsten Fall kann man von zwei isolierten Inseln ausgehen, die unabhängig voneinander zum Ladungstransport beitragen. Die beiden Parametersätze aus Tab. 8.2 repräsentieren dabei die Eigenschaften der beiden Inseln. Deren Beiträge zum Ladungstransport können unabhängig voneinander im orthodoxen Modell berechnet und anschließend aufsummiert werden. Eine solche Situation ist nicht abwegig, da es durchaus möglich wäre, dass infolge einer Fehlprozessierung entweder eine zweite Kontaktstelle zwischen Source- und Drain-Kontakt besteht, oder wahrscheinlicher, dass ein Defekt zwischen Probe und Topgate einen zweiten Transportkanal zwischen Source und Drain eröffnet. Die Tunnelwiderstände  $R_1 = 14R_K$  und  $R_2 = 7R_K$  für die beiden Parametersätze lassen sich wie zuvor aus dem Fit an einer ausgewählten IV-Kennlinie gewinnen.



**Abbildung 8.10** Simulation nach dem orthodoxen Modell: es werden zwei unabhängige parallel geschaltete SET angenommen. Die Simulationsparameter für die beiden SET sind in Tabelle 8.2 zusammengefasst. Für die Simulation wurden des Weiteren die beiden Tunnelwiderstände  $R_1 = 14 R_K$  bzw.  $R_2 = 7 R_K$  angenommen.

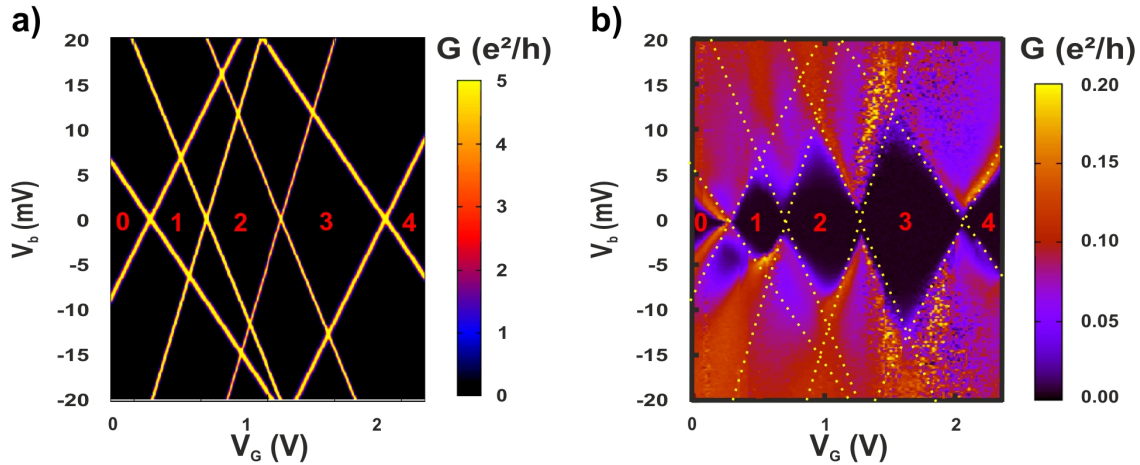
Abbildung 8.10 zeigt das Ergebnis der Simulation mit zwei unabhängigen, parallel geschalteten Inseln mit den Parametern aus Tab. 8.2. Im Gegensatz zur vorigen Simulation mit nur einer Insel sind die berechneten CD nun verschieden groß. Es finden sich zudem einige CD bei denen alle vier Flanken auch betragsmäßig unterschiedliche Steigungen aufweisen. Die Simulation ist offensichtlich dazu in der Lage, einige der zentralen Merkmale der Transportcharakteristik der untersuchten NC-Probe im Prinzip gut wiederzugeben. Die Idee, eine zweite Insel mit in das Modell

einzu beziehen, erscheint deshalb vielversprechend. Beim direkten Vergleich zwischen Abb. 8.4 und Abb. 8.10 sind allerdings weiterhin einige markante Unterschiede zwischen Experiment und Simulation zu erkennen: Es stimmen weder die Höhe noch die Breite der simulierten CD mit denen der Messdaten überein und es ergeben sich insgesamt zu viele CD in der Simulation. Dennoch kann die Simulation nach dem orthodoxen Modell unter Berücksichtigung von zwei Inseln als ein Schritt in die richtige Richtung gewertet werden, wobei die Annahme, dass die beiden Inseln als unabhängig voneinander behandelt werden können, offensichtlich nicht zutreffend ist. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass eine gewisse räumliche Nähe zwischen den beiden Inseln vorhanden sein muss, damit diese effektiv miteinander wechselwirken können. Der Ladungstransport von Source nach Drain konzentriert sich folglich auf den Bereich des Nanokontakts. Eine hypothetische Fehlprozessierung, wie sie zuvor beschrieben wurde, kann durch die Ergebnisse aus diesem Abschnitt ausgeschlossen werden. Störstellen an der Grenzfläche zwischen NC und Topgate-Dielektrikum, die als zusätzliche isolierte Insel fungieren könnten, müssen allerdings wegen ihrer Nähe zum NC weiterhin in Betracht gezogen werden.

## 8.4 Double-Dot-Modell mit spinentarteten Energieniveaus

In diesem Abschnitt werden die Messdaten in einem einfachen Double-Dot (DD)-Modell interpretiert. Dieses berücksichtigt im Gegensatz zur vorangegangenen Beschreibung im orthodoxen Modell explizit den Transport über zwei Inseln. In Abschnitt 3.6 wurde bereits auf das DD-Modell eingegangen. Zusammengefasst lässt es sich als ein System aus zwei Quantenpunkten (QP) beschreiben, wobei jeder QP nur ein Energieniveau besitzt. Dieses kann nach dem Pauli-Prinzip mit insgesamt zwei Ladungsträgern entgegengesetzter Spinorientierung besetzt werden. Die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den beiden QP wird dabei ebenso vernachlässigt wie Tunnelprozesse von einem QP zum anderen. Anschaulich kann der DD in Form eines double-well Potentials, wie in Abbildung 8.12 gezeigt, dargestellt werden. Zunächst sei der einfachere Fall mit spinentarteten Energieniveaus betrachtet.

Die Parameter für die Simulation können wie schon zuvor anhand von Abb. 8.9 aus den Schnittpunkten (**A** bis **H**) der eingezeichneten Hilfslinien gewonnen werden. Alle Simulationen im DD-Modell wurden in Kooperation mit S. Pfaller am Lehrstuhl für Quantum Transport and Spintronics von Professor Dr. M. Grifoni an der Universität Regensburg durchgeführt. Abbildung 8.11 a) zeigt das Ergebnis der Simulation: Das Modell liefert stark idealisiert für jeden am Transport beteiligten Kanal einen konstanten Tunnelstrom und zwar unabhängig von der zwischen Source- und Drain-Kontakt anliegenden Bias-Spannung. Aus diesem Grund ist der in Teilbild 8.11 a) dargestellte Leitwert nur dann von Null verschieden, wenn sich die Zahl der beteiligten Transportkanäle ändert. Die Simulation kann deshalb nur die idealisierte Form



**Abbildung 8.11** Stabilitätsdiagramm - Simulation und Messung:

Teilbild **a)** zeigt farblich codiert den differentiellen Leitwert  $G$  einer Simulation im DD-Modell. Die roten Ziffern markieren die verschiedenen Blockade-Bereiche, wobei die Ziffern gleichzeitig die Zahl der Ladungsträger auf dem DD innerhalb des markierten CD angeben. Teilbild **b)** zeigt den gemessenen differentiellen Leitwert  $G$ . Für einen direkten Vergleich von Simulation und Messung ist den Messdaten ein Geflecht aus punktierten gelben Linien überlagert, welche den gelben Linien aus Teilbild **a)** entsprechen.

der CD und der sich daran anschließenden Bereiche mit sequentiellm Tunneltransport wiedergeben. Die simulierten Werte von Strom und Leitwert weichen dagegen deutlich von den Messdaten ab. Aus diesem Grund wurde für einen direkten Vergleich das Netz aus gelben Linien ( $G \neq 0$ ) aus Teilbild 8.11 a) den in Teilbild 8.11 b) dargestellten Messdaten in Form von punktierten Linien überlagert.

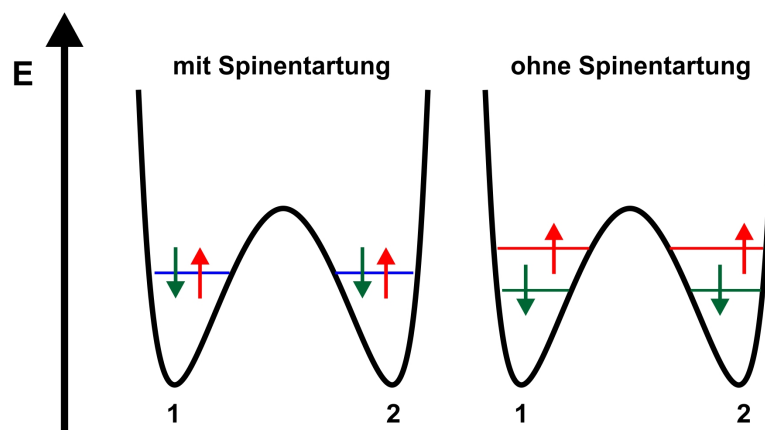
Die gute Übereinstimmung hinsichtlich Form und Lage der CD zwischen Simulation und Messung ist in dieser Darstellung auf den ersten Blick zu erkennen. Gegenüber den zuvor diskutierten Simulationen basierend auf dem orthodoxen Modell ist das DD-Modell in der Lage, die unterschiedlich großen CD korrekt nachzuempfinden. Auch die verschieden steilen Flanken der CD sind in diesem Modell hervorragend abgebildet. Manche der nur schwach erkennbaren Strukturen im Bereich des ST scheinen zudem durch die Linien des DD-Modells eingerahmt zu werden. Die auffälligste Abweichung tritt im Bereich kleiner Bias-Spannungen um  $V_b = 0$  V auf, wo manche CD mit ihren Nachbarn scheinbar überlappen. Die Simulation sieht dagegen auf dem gesamten Parameterbereich zwischen benachbarten CD nur je einen Berührungspunkt bei  $V_b = 0$  V vor. Insgesamt wird die Struktur der Transportcharakteristik der untersuchten NC-Probe durch das DD-Modell sehr gut wiedergegeben, was die Annahme bestätigt, dass der Tunnelstrom durch den NC von zwei miteinander wechselwirkenden Inseln bzw. Quantenpunkten getragen wird.



## 8.5 Spinabhängiger Transport im DD-Modell

Die Diskussion der Messdaten bezog sich bislang ausschließlich auf das klassische Coulomb-Blockade Modell eines metallischen Einzel-Elektronen-Transistors. Die Tatsache, dass (Ga,Mn)As durch eine ferromagnetische Ordnung ausgezeichnet ist, blieb dabei außer Acht. Im folgenden Abschnitt wird deshalb ein modifiziertes DD-Modell vorgestellt, welches auch auf die ferromagnetische Natur der NC-Probe eingeht.

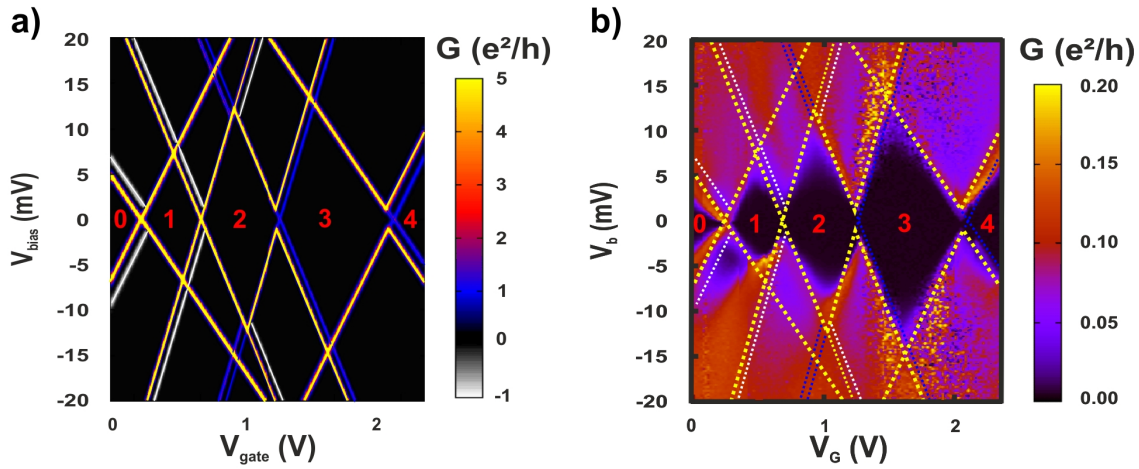
Die Wechselwirkung der magnetischen Momente im verdünntmagnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As mit den freien Ladungsträgern aus der d-Schale führt zu einer außergewöhnlich großen Zeeman-Aufspaltung der elektronischen Zustände [20]. Damit verbunden ist eine Spinpolarisation ( $P$ ) der freien Ladungsträger bezüglich der Richtung der Magnetisierung der Probe. In einer ausgedehnten (Ga,Mn)As-Schicht mit einem Mn-Anteil ( $x$ ) von  $x \approx 5\%$  ist nach [174] eine Spinpolarisation  $P > 85\%$  zu erwarten. Teilt man die freien Ladungsträger gemäß ihrer Spinorientierung ( $s$ ) in Majoritäts- bzw. Minoritätsspin-Ladungsträger ( $s = \downarrow$  bzw.  $s = \uparrow$ ) auf, dann lässt sich der spinabhängige Transport über den NC im Zwei-Kanal-Modell beschreiben.



**Abbildung 8.12** Energieniveaus im DD-Modell: In der linken Darstellung sind die Energieniveaus auf den beiden Positionen 1 und 2 bezüglich der Spinorientierung der Ladungsträger entartet. Unter Berücksichtigung des Pauliprinzipis kann der DD deshalb mit insgesamt vier Ladungsträgern besetzt werden, wobei jede Position mit maximal zwei Ladungsträgern entgegengesetzter Spinorientierung besetzt werden kann. Im Gegensatz dazu ist im rechts dargestellte Fall die Spinentartung aufgehoben. Jedes der vier eingezeichneten Energieniveaus kann mit einem Ladungsträger der entsprechenden Spinorientierung besetzt werden. Die Spinentartung kann sowohl durch die Magnetisierung in ferromagnetischen Materialien als auch durch ein externes Magnetfeld durch den Zeeman-Effekt aufgehoben werden. Die Energieniveaus der Majoritätsspin-Ladungsträger mit  $s = \downarrow$  liegen dabei energetisch niedriger als die Niveaus der Minoritätsspin-Ladungsträger mit  $s = \uparrow$ . Auch im rechts dargestellten Fall kann der DD mit insgesamt zwei Minoritätsspin- und zwei Majoritätsspin-Ladungsträgern besetzt werden.



Das Zwei-Kanal-Modell unterscheidet die Ladungsträger nach ihrer Spinorientierung ( $s = \downarrow$  oder  $s = \uparrow$ ) und weist ihnen entsprechend zwei verschiedene Transportkanäle zu. Dadurch wird die Spinentartung formal aufgehoben, wobei jeder Zustand jetzt nur noch einen Ladungsträger einer bestimmten Spinorientierung aufnehmen kann. Unterscheiden sich die Energieniveaus für Ladungsträger entgegengesetzter Spinorientierung auch energetisch, wie in Abb. 8.12 (rechts) gezeigt, dann verschwindet die Spinentartung im Modell tatsächlich. Die Ladungszustände des DD werden im Folgenden als  $|n,s\rangle$  bezeichnet, wobei  $n \in \{0,1,2,3,4\}$  die Zahl der Ladungen auf dem DD und  $s \in \{\downarrow, \uparrow\}$  die Spinorientierung des  $n$ -ten Ladungsträger angibt.  $s = \downarrow$  symbolisiert dabei eine Spinorientierung parallel zur Magnetisierungsrichtung,  $s = \uparrow$  symbolisiert eine antiparallele Ausrichtung.

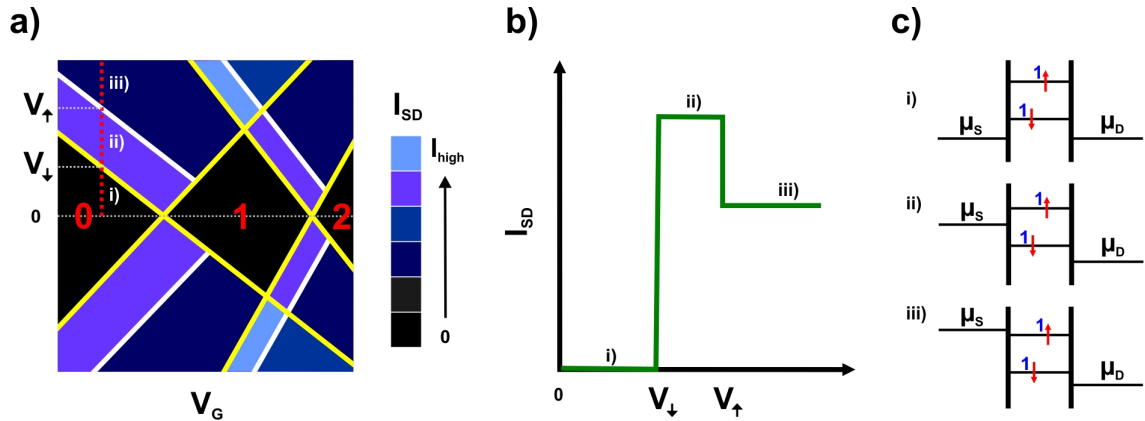


**Abbildung 8.13** Simulation nach dem Zwei-Kanal DD-Modell mit spinpolarisierten Zuleitungen und aufgehobener Spinentartung der DD-Niveaus. Teilbild a) zeigt die Simulationsdaten, Teilbild b) zeigt den Vergleich von Simulations- und Messdaten; die punktierten Linien markieren hier die Begrenzungslinien der CD aus Teilbild a).

Abbildung 8.13 zeigt in Teilbild a) die Simulationsergebnisse nach dem Zwei-Kanal DD-Modell. Für die Simulation wurden die gleichen Parameter verwendet, die schon in Abschnitt 8.3 aus den Messdaten ermittelt wurden. Zusätzlich wird eine Spinpolarisation in den Kontakten von  $P = 90\%$  und eine energetische Aufspaltung der spinpolarisierten Zustände auf dem DD von  $\Delta E_{\downarrow\uparrow} = 1,1 \text{ meV}$  angenommen. Teilbild b) zeigt zum direkten Vergleich die Messdaten zusammen mit punktierten Linien, die den Linien aus Teilbild a) entsprechen. Es ist direkt zu erkennen, dass auch das modifizierte DD-Modell in der Lage ist, die Form, die Größe und die Lage der einzelnen CD sehr gut wiederzugeben. Die Strukturen im Bereich des sequentiellen Tunnelns scheinen durch die Linien des Zwei-Kanal DD-Modells sogar noch besser gegeneinander abgegrenzt zu werden. Im Gegensatz zum einfachen DD-Modell aus Abschnitt 8.4 ist das Zwei-Kanal DD-Modell in der Lage, auch das scheinbare Überlappen von benachbarten CD zu beschreiben. Besonders gut gelingt dies bei

den CD #2 und #3; der Überlapp zwischen den CD #3 und #4 fällt dagegen zu groß aus. Der beobachtete Überlapp zwischen den CD #1 und #2 ist in der Simulation dagegen nicht vorhanden. Bevor auf weitere Abweichungen zwischen Modell und Messung eingegangen wird, werden zunächst vier ausgewählte IV-Kennlinien aus charakteristischen Bereichen des Modells diskutiert, um ein grundlegendes Verständnis für das Zwei-Kanal DD-Modell zu entwickeln.

### Negativer differentieller Leitwert (NDC)



**Abbildung 8.14** Teilbild a) zeigt einen Ausschnitt aus dem  $V_G$ - $V_b$ -Parameterraum des spinabhängigen Zwei-Kanal DD-Modells. Die schematische Darstellung zeigt den sequentiellen Tunnelstrom über den DD in Form von farbig codierten Flächen. Gleichzeitig ist der differentielle Leitwert  $G \neq 0$  in Anlehnung an Abb. 8.13 a) in Form von farbigen, durchgezogenen Linien zu sehen. Die roten Ziffern innerhalb der in schwarz dargestellten CD entspricht der Anzahl von Elementarladungen, mit denen der DD innerhalb des entsprechenden CD geladen ist. Die rote, punktierte Linie markiert die Lage der IV-Kennlinie, deren Verlauf schematisch in Teilbild b) dargestellt ist. Die römischen Ziffern i)-iii) markieren charakteristische Bereiche der IV-Kennlinie. Teilbild c) zeigt schematisch für die Bereiche i)-iii) die energetische Lage der Ladungsniveaus relativ zu den chemischen Potentialen  $\mu_S$  und  $\mu_D$  von Source- bzw. Drain-Kontakt. Die roten Pfeile symbolisieren dabei die Spinorientierung  $s = \{\downarrow, \uparrow\}$  der Ladungsträger, mit denen es geladen werden kann.  $s = \downarrow$  steht dabei für die Spinorientierung der Majoritätsspin-Ladungsträger im Bereich der Kontakte;  $s = \uparrow$  steht entsprechend für die Spinorientierung der Minoritätsspin-Ladungsträger. Die Ziffern neben den roten Pfeilen nehmen Bezug auf die Zahl der Ladungen, die sich auf dem DD befinden, falls der entsprechende Zustand besetzt ist. Für weitere Erklärungen zu den dargestellten Teilbildern sei auf den Fließtext verwiesen.

In Abbildung 8.14 a) ist, schematisch dargestellt, ein Ausschnitt der Simulationsdaten gezeigt. Der Strom der durch die Probe fließt ist im Diagramm farblich codiert. Die gelben und weißen Linien markieren den Übergang zwischen charakteristischen Bereichen i) - iii). Innerhalb der Coulomb-Diamanten, also unter Blockade-Bedingungen, ist die Zahl der Ladungsträger auf dem DD konstant. Die roten Ziffern

geben dabei an, wie viele Elektronen sich jeweils auf dem DD befinden. Im linken CD befinden sich keine Elektronen auf dem DD, während der mittlere CD durch eine Elektronenladung charakterisiert ist. Im Bereich zwischen dem linken und dem mittleren CD ist Ladungstransport über den DD durch sequentielles Tunneln möglich. In diesem Fall wechselt die Ladung des DD zwischen null und einer Elektronenladung. Betrachtet man beginnend bei  $V_b = 0$  V eine IV-Kennlinie entlang der roten gepunkteten Linie, so erhält man idealisiert dargestellt einen Verlauf wie in Teilbild 8.14 b) gezeigt. Von  $V_b = 0$  V bis  $V_b = V_\downarrow$ , also bis zur gelben Linie, befindet sich der DD innerhalb der Coulomb-Blockade; es fließt folglich kein Strom.  $V_b = V_\downarrow$  markiert die Bias-Spannung ab der das Energieniveau des niedrigsten Ladungszustands des DD erreicht wird, sodass sequentielles Tunneln über diesen Zustand möglich wird. Die Entartung der Energieniveaus bezüglich der Spinorientierung ist, wie oben bereits erwähnt, im Zweikanal-Modell aufgehoben, d.h., das Energieniveau für die Majoritätsspin-Ladungsträger ( $s = \downarrow$ ) liegt wegen der Zeeman-Aufspaltung etwas niedriger als jenes für die Minoritätsspin-Ladungsträger ( $s = \uparrow$ ). Die Lage der Energieniveaus des DD bezüglich der chemischen Potentiale von Source- und Drain-Kontakt ( $\mu_S$  bzw.  $\mu_D$ ) sind schematisch für die drei Bereiche i) - iii) in Teilbild 8.14 c) dargestellt.

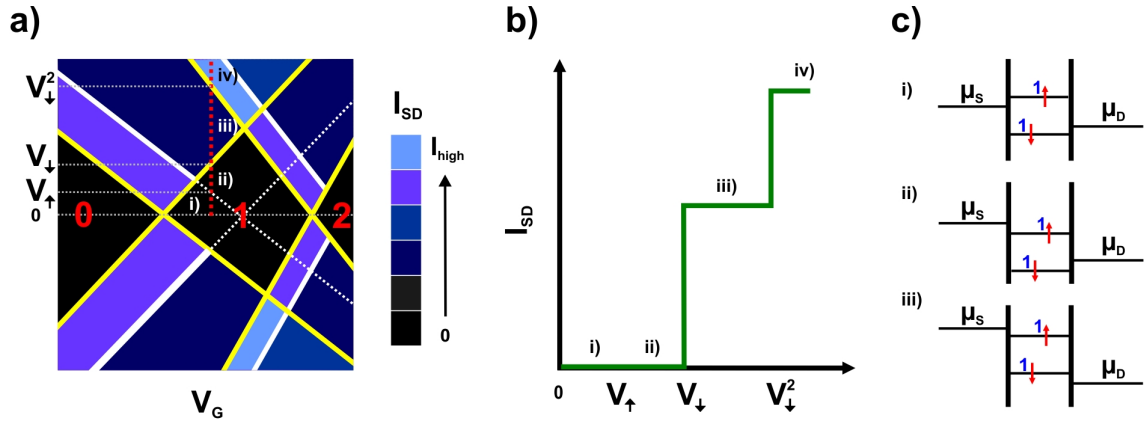
Folgt man dem Verlauf der IV-Kennlinie, dann markiert der Schnittpunkt mit der gelben Linie ( $V_b = V_\downarrow$ ) die Bias-Spannung, ab der Transport über den Zustand  $|1, \downarrow\rangle$ , also über den Kanal der Majoritätsspin-Ladungsträger möglich ist. Für Bias-Spannungen  $V_b \geq V_\uparrow$ , also oberhalb der weißen Linie, ist Transport auch über den Zustand  $|1, \uparrow\rangle$  erlaubt. Wegen der Spinpolarisation der Zuleitungen stehen für die Majoritätsspin-Ladungsträger wesentlich mehr Zustände auf beiden Seiten des DD zur Verfügung als für die Minoritätsspin-Ladungsträger. Die Tunnelrate vom Source-Kontakt zum DD aber auch vom DD zum Drain-Kontakt ist deshalb für Majoritätsspin-Ladungsträger größer als jene für Minoritätsspin-Ladungsträger.

Entgegen der intuitiven Erwartung ist der Tunnelstrom über den DD in Bereich ii), solange der gesamte Transport über  $|1, \downarrow\rangle$  vonstattengeht, größer als in Bereich iii), in dem sowohl  $|1, \downarrow\rangle$  als auch  $|1, \uparrow\rangle$  als Transportkanäle zur Verfügung stehen. Die Erklärung ist anschaulich sehr einfach: Tunnelt ein Minoritätsspin-Ladungsträger vom Source-Kontakt auf den DD, so verweilt dieser wegen der geringeren Tunnelrate verglichen mit einem Majoritätsspin-Ladungsträger länger auf dem DD, ehe er diesen in Richtung Drain-Kontakt wieder verlässt. Wegen der Coulomb-Ladungsenergie kann der DD im betrachteten Fall nur mit einem Ladungsträger besetzt werden, d.h., ein Minoritätsspin-Ladungsträger auf dem DD blockiert vorübergehend den „schnelleren“ Transportkanal über den  $|1, \downarrow\rangle$  Zustand. Im Mittel ergibt sich daraus eine längere Verweildauer der Elektronen auf dem DD und damit ein reduzierter Stromfluss.

Betrachtet man statt des Stroms durch den DD den differentiellen Leitwert der Probe wie z.B. in Abb. 8.13, dann ergibt sich beim Übergang von Bereich i) zu ii) ein positiver differentieller Leitwert; im Gegensatz dazu findet man beim Übergang von Bereich ii) zu iii) einen negativen differentiellen Leitwert. Ein ähnliches Verhalten

ist auch im Bereich zwischen CD #1 und CD #2 zu beobachten, also beim Übergang von einer hin zu zwei Ladungen auf dem DD.

### Spin-Blockade im Minoritätsspin-Ladungsträger Kanal

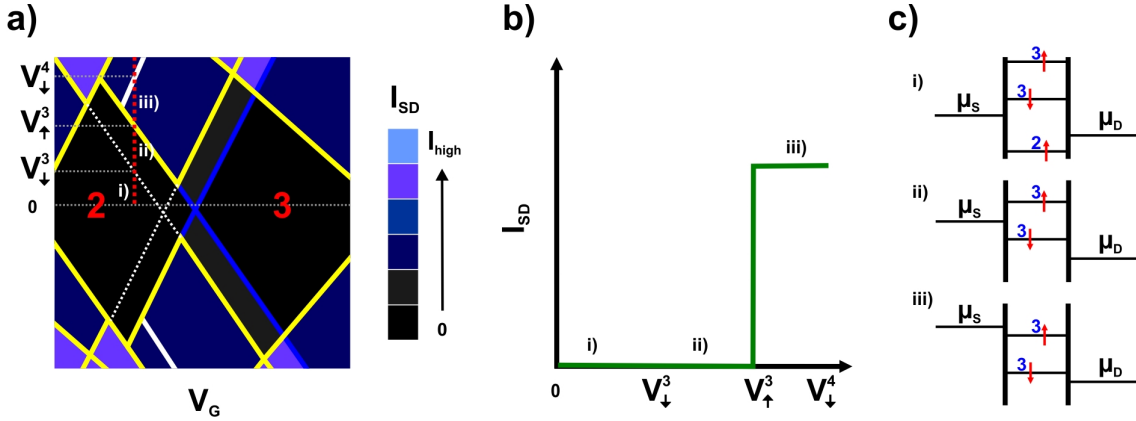


**Abbildung 8.15** Für die Erläuterung der dargestellten Teilbilder **a)-c)** sei auf die Erläuterungen zu Abb. 8.14 und auf den Fließtext verwiesen.

Abbildung 8.15 veranschaulicht eine weitere charakteristische Situation, wie sie zum Beispiel im Bereich der linken Hälfte von CD #1 zu finden ist. In Teilbild 8.15 a) ist wie zuvor die Position einer IV-Kennlinie (rote punktierte Linie) aus diesem Bereich markiert. Die Teilbilder 8.15 b) und 8.15 c) zeigen den Verlauf der IV-Kennlinie bzw. die Lage der Energieniveaus des DD bezüglich  $\mu_S$  und  $\mu_D$ . Gegenüber Abb. 8.14 a) sind in Abb. 8.15 a) die weißen Linien, die von links oben bzw. links unten auf den mittleren CD zulaufen, durch punktierte Linien in den Bereich des CD #1 hinein verlängert. Betrachtet man die IV-Kennlinie an der markierten Stelle, dann liegt unterhalb der punktierten Verlängerungslinien für Bias-Spannungen von  $0 \leq V_b \leq V_{\uparrow}$  das Energieniveau des  $|1, \uparrow\rangle$  Zustands über den chemischen Potentialen  $\mu_S$  und  $\mu_D$  von Source- bzw. Drain-Kontakt. Gleichzeitig befindet sich der Zustand  $|1, \downarrow\rangle$  unterhalb des Drain-Kontakts. Folglich ist dieser dauerhaft besetzt und der Ladungstransport durch sequentielles Tunneln blockiert. In Bereich ii), zwischen der gepunkteten weißen und der durchgezogenen gelben Linie, liegt das Energieniveau des Zustands  $|1, \uparrow\rangle$  zwischen  $\mu_S$  und  $\mu_D$ . Der Transport über diesen Zustand wäre zwar prinzipiell möglich, wird aber, sobald der DD mit einem Majoritätsspin-Ladungsträger besetzt ist, dauerhaft blockiert, da sich nach wie vor  $|1, \downarrow\rangle$  unterhalb von  $\mu_S$  und  $\mu_D$  befindet. Diese spezielle Situation wird gemeinhin als Spin-Blockade bezeichnet.

Die Spin-Blockade wird erst ab Bereich iii), in dem sequentielles Tunneln sowohl über  $|1, \downarrow\rangle$  als auch über  $|1, \uparrow\rangle$  möglich ist, aufgehoben. Für Bias-Spannungen  $V_b \geq V_{\downarrow}^2$  kann die Coulomb-Ladungsenergie für einen zweiten Ladungsträger auf dem DD aufgebracht werden, wodurch zusätzlich zu den beiden zuvor genannten Zuständen der Ladungszustand  $|2, \downarrow\rangle$  für den Transport zur Verfügung steht.

### Spin-Blockade im Majoritätsspin-Ladungsträger Kanal



**Abbildung 8.16** Für die Erläuterung der dargestellten Teilbilder a)-c) sei auf die Erläuterungen zu Abb. 8.14 und auf den Fließtext verwiesen.

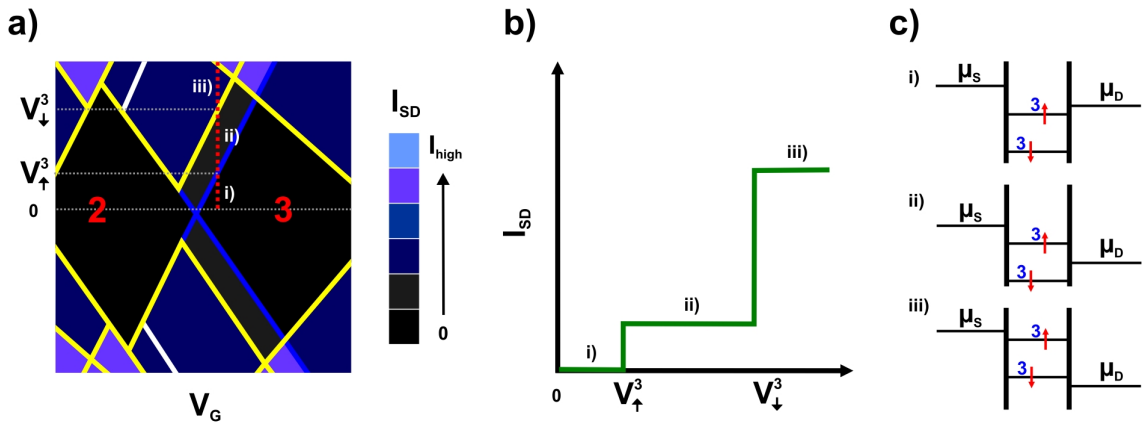
Abbildung 8.16 zeigt nach dem bekannten Schema eine weitere charakteristische Situation: Die ausgewählte IV-Kennlinie (rote gepunktete Linie) verläuft in der rechten Hälfte des CD #2. Die IV-Kennlinie kreuzt in diesem Fall drei Linien; zuerst die weiß gepunktete und dann zwei durchgezogene Linien. Die weiß gepunktete Linie markiert die Verlängerung der von links oben auf CD #2 zulaufenden gelben Linie. Für Bias-Spannungen  $V_b \geq V_{\downarrow}^3$  rückt Zustand  $|3, \downarrow\rangle$  in den Energiebereich zwischen  $\mu_S$  und  $\mu_D$ , sodass man sequentiellen Transport über den Majoritätsspin-Ladungsträger-Kanal erwarten könnte. Tatsächlich bleibt der Transport in dieser Situation allerdings weiterhin blockiert. Die Erklärung ist einfach: Für den sequentiellen Ladungstransport müsste zunächst ein zusätzlicher Majoritätsspin-Ladungsträger auf den DD tunneln; da zu diesem Zeitpunkt der DD bereits mit zwei Majoritätsspin-Ladungsträgern besetzt ist und nach dem Pauli-Prinzip gleichzeitig kein Dritter auf den DD Platz findet, ist in diesem Fall der Transport über den Zustand  $|3, \downarrow\rangle$  blockiert.

Die stillschweigend getroffene Annahme, dass der DD im Bereich des CD #2 mit zwei Majoritätsspin-Ladungsträgern besetzt ist, ist nicht grundsätzlich erfüllt, da sich im betrachteten Fall auch die beiden Minoritätsspin-Ladungsträger-Zustände  $|1, \uparrow\rangle$  und  $|2, \uparrow\rangle$  unterhalb der chemischen Potentiale der Zuleitungen befinden. Es könnte sich zu einem gegebenen Zeitpunkt folglich auch ein Minoritätsspin-Ladungsträger auf dem DD befinden. Ist dies der Fall, so kann der Zustand  $|3, \downarrow\rangle$  besetzt werden. Es sei also angenommen, dass der DD mit zwei Majoritätsspin- und einem Minoritätsspin-Ladungsträger besetzt ist. Für den zweiten Tunnelprozess vom DD zum Drain-Kontakt stehen dann alle drei Ladungsträger auf dem DD zur Verfügung. Dies ist vielleicht nicht sofort einleuchtend, da sich eigentlich zwei der drei Ladungszustände unterhalb von  $\mu_D$  befinden. Ist der DD allerdings erst einmal mit drei Ladungsträgern besetzt, dann können diese nur noch bezüglich ihrer Spinorientierung, nicht aber nach der Reihenfolge in der sie auf den DD gelangt sind, unterschieden werden.

Nachdem sowohl  $|3, \downarrow\rangle$  als auch  $|3, \uparrow\rangle$  über  $\mu_D$  liegen, kann folglich jeder der drei Ladungsträger zum Drain-Kontakt tunneln. Es ist deshalb nur eine Frage der Zeit, bis sich aus einer beliebigen Ausgangssituation die zuvor angenommene Situation, in der der DD mit zwei Majoritätsspin-Ladungsträgern besetzt ist, einstellt und der Transport von diesem Zeitpunkt an blockiert wird. Auf der Zeitskala der durchgeführten Messungen (Integrationszeit ca. 1 s) kann dieser Übergang von sequentiell Tunneln zur Blockade nicht beobachtet werden. Stattdessen erscheint der Transport durchgängig blockiert zu sein.

Für Bias-Spannungen  $V_b \geq V_{\uparrow}^3$  ist auch der Ladungszustand für die Minoritätsspin-Ladungsträger erreichbar, sodass der DD in jedem Fall mit einem dritten Elektron geladen werden kann. Für den Tunnelprozess zum Drain-Kontakt kommen, wie eben beschrieben, alle Ladungsträger auf dem DD in Frage, weshalb nun beide Transportkanäle über die Zustände  $|3, \downarrow\rangle$  und  $|3, \uparrow\rangle$  zur Verfügung stehen.

### Transport über Minoritätsspin-Ladungsträger Kanal



**Abbildung 8.17** Für die Erläuterung der dargestellten Teilbilder a)-c) sei auf die Erläuterungen zu Abb. 8.14 und auf den Fließtext verwiesen.

Abbildung 8.17 zeigt die letzte Situation, die für das ganzheitliche Verständnis von Abbildung 8.13 notwendig ist. Der Verlauf der markierten IV-Kennlinie (rote gepunktete Linie) ist wie zuvor in mehrere charakteristische Bereiche aufgeteilt. In Bereich i) mit  $0 \leq V_b \leq V_{\uparrow}^3$  befindet sich der DD in Coulomb-Blockade, d.h. es gibt keinen Ladungszustand zwischen  $\mu_S$  und  $\mu_D$ . Im Bereich ii) mit  $V_{\uparrow}^3 \leq V_b \leq V_{\downarrow}^3$  befindet sich der Zustand  $|3, \uparrow\rangle$  zwischen  $\mu_S$  und  $\mu_D$ , sodass Transport über den Kanal der Minoritätsspin-Ladungsträger möglich ist. Der Transport wird in diesem Fall ausschließlich von den Minoritätsspin-Ladungsträgern getragen, da sich der Zustand  $|3, \downarrow\rangle$  für die Majoritätsspin-Ladungsträger unterhalb von  $\mu_D$  befindet und folglich nur ein Minoritätsspin-Ladungsträger den DD in Richtung Drain-Kontakt verlassen kann. Verglichen mit dem Tunnelstrom über den Transportkanal der Majoritätsspin-

Ladungsträger kann der Tunnelstrom in diesem Bereich, abhängig von der Spinpolarisation der Zuleitungen, sehr gering ausfallen. Eine Spin-Blockade wie in der vorherigen Situation ist allerdings ausgeschlossen, da wegen des Pauli-Prinzips nur zwei Majoritätsspin-Ladungsträger auf dem DD Platz finden und deshalb der Zustand  $|3, \downarrow\rangle$  nicht besetzt werden kann, wenn sich nicht gleichzeitig mindestens ein Minoritätsspin-Ladungsträger auf dem DD befindet. Für Bias-Spannungen  $V_b \geq V_{\downarrow}^3$  stehen wieder beide Transportkanäle über Minoritätsspin- und Majoritätsspin-Ladungsträger zur Verfügung.

Die beiden zuletzt betrachteten Situationen (Abb. 8.16 und Abb. 8.17) ergeben im Zusammenspiel den Eindruck, dass sich die CD #2 und #3 scheinbar überlappen. Eine ähnliche Situation kann mit gleicher Argumentation auch im Bereich zwischen den CD #3 und #4 beobachtet werden.

## Abweichungen zwischen Modell und Messung

Das Zwei-Kanal DD-Modell basiert ebenso wie das einfache DD-Modell aus Abschnitt 8.4 auf idealisierten Annahmen. Die IV-Kennlinien im Modell verlaufen deshalb stufenförmig, was dazu führt, dass im Stabilitätsdiagramm aus Abb. 8.13 a) der differentielle Leitwert überall null ist außer beim Übergang von einer Stufe zur nächsten. Im Gegensatz dazu zeigen die gemessenen IV-Kennlinien außerhalb des Blockadebereichs stets eine Steigung ungleich null. Deshalb kann weder der Strom noch der differentielle Leitwert zum direkten Vergleich herangezogen werden, sondern nur die Form und die Lage der CD. Aber auch dann fallen weiterhin Abweichungen zwischen Modell und Messung auf, die im Folgenden kurz diskutiert werden.

Das Zwei-Kanal DD-Modell zeigt in Abb. 8.13 a) mehrere weiße Linien, die Bereiche mit negativem differentiellen Leitwert (NDC) markieren. Die Messdaten lassen dagegen nirgends NDC erkennen. Im Modell entstehen die NDC-Linien beim Übergang von Bereichen, in denen der sequentielle Transport zunächst alleine über den Kanal der Majoritätsspin-Ladungsträger vonstatten geht, hin zu Bereichen in denen sowohl die Majoritätsspin- als auch die Minoritätsspin-Ladungsträger zum Transport beitragen. Dabei tritt im Modell eine Stufe nach unten im Strom durch den DD auf, was selbst bei kleinsten Änderungen direkt einen negativen differentiellen Leitwert ergibt. Betrachtet man reale NC-Proben, dann steigen die gemessenen IV-Kennlinien wie erwähnt kontinuierlich statt stufenförmig an. Es könnte deshalb sein, dass der Mechanismus, der im Modell zu einer Stufe nach unten führt, hier den Strom nur etwas langsamer ansteigen lässt als zuvor. In diesem Fall würden sich statt der NDC-Linien Bereiche mit sinkendem Leitwert ergeben, welche sich in Abb. 8.13 b) durchaus finden lassen (zum Beispiel im Bereich zwischen den CD #0 und #1 sowie an der rechten Flanke des CD #1 bei negativen Bias-Spannungen). Inwieweit sich diese Beispiele allerdings mit der Modellvorstellung des NDC decken bleibt offen, da sich ähnliche Beobachtungen auch in Bereichen finden lassen (z.B.



an CD #4 für positive Bias-Spannungen), in den man sie nach dem Modell nicht erwarten würde.

Die Messdaten zeigen ebenfalls keinen direkten Hinweis auf Parameterbereiche, in denen der Ladungstransport ausschließlich über den Kanal der Minoritätsspin-Ladungsträger vonstatten geht. Nach der Modellvorstellung sollten sich solche Bereiche an den linken Flanken innerhalb der CD #3 und #4 befinden. Aufgrund der hohen Spinpolarisation innerhalb von Source- und Drain-Kontakt wäre der Leitwert in diesem Bereich deutlich geringer als in den Bereichen innerhalb denen ein Energieniveau für Majoritätsspin-Ladungsträger am Transport beteiligt ist. Allerdings ist für sehr hohe Spinpolarisationen  $P \gtrsim 85\%$  der Transport über den Minoritätsspin-Kanal im Rahmen der Messgenauigkeit möglicherweise nicht mehr von der vollständigen Blockade zu unterscheiden. Es bleibt die Frage, wie groß der Tunnelstrom in diesem Bereich tatsächlich wäre und ob das Auflösungsvermögen der Messung ausreicht diesen eindeutig zu detektieren. Ein indirekter Hinweis auf die gesuchten Bereiche sind die scheinbar überlappenden CD. In der Modellvorstellung sollten allerdings nur die CD #2 und #3 sowie die CD #3 und #4 miteinander überlappen. Die Messdaten zeigen dagegen auch für die CD #1 und #2 einen signifikanten Überlapp.

Die CD sind in der Messung an den Spitzen abgerundet und erscheinen deshalb etwas kleiner als die CD der Simulation. Die abgerundeten Spitzen kommen dadurch zustande, dass bereits innerhalb der Blockade ein kleiner Tunnelstrom über den DD fließt. Dieser ergibt sich vermutlich aus Tunnelprozessen höherer Ordnung wie dem Cotunneling, was im DD-Modell nicht berücksichtigt wurde. Das Cotunneling beschreibt einen Tunnelprozess an dem gleichzeitig zwei Ladungsträger beteiligt sind. Einer der beiden Ladungsträger tunnelt dabei vom Source-Kontakt zur Insel, während der andere die Insel in Richtung Drain-Kontakt verlässt. Dadurch bleibt der Ladungszustand der Insel unverändert, das Gesamtsystem hat allerdings die Potentialdifferenz zwischen  $\mu_S$  und  $\mu_D$  gewonnen. Jeder einzelne der beiden Tunnelprozesse wäre wegen der Coulomb-Blockade zwar energetisch verboten, beide zusammen können im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation dennoch ablaufen. Die treibende Kraft für das Cotunneling ist die Potentialdifferenz zwischen Source- und Drain-Kontakt; deshalb ist das Cotunneling vor allem innerhalb des Blockade-Bereichs bei hohen Bias-Spannungen, also an den Spitzen der CD, von Bedeutung. Der Beitrag des Cotunnelings ist zudem umso größer, je kleiner der Tunnelwiderstand der beiden Tunnelkontakte ist. Aus diesem Grund wird im Fall der NC-Proben das Cotunneling mit steigender Bias-Spannung doppelt verstärkt. Einerseits erhöht sich der Energiegewinn für das System durch die größer werdende Potentialdifferenz, andererseits reduziert sich mit steigender Bias-Spannung die Lokalisierung der Ladungsträger und damit auch der Tunnelwiderstand zwischen den Kontakten und der Insel.

Zuletzt sei die an manchen Stellen deutlich ausgeprägte Asymmetrie bezüglich des Vorzeichens der Bias-Spannung hingewiesen. CD #1 zeigt zum Beispiel an seiner rechten Flanke bei negativen Bias-Spannungen einen sehr abrupten Übergang von der Blockade hin zum sequentiellen Tunneln mit einem relativ hohen Leitwert; dem



gegenüber steht ein langsamer Anstieg auf der Seite positiver Bias-Spannungen. Ganz ähnlich verhält es sich bei CD #4, nur dass hier umgekehrtes Verhalten beobachtet wird. Eine derartige Asymmetrie ist im DD-Modell nicht enthalten. Üblicherweise werden für ein solches Verhalten asymmetrische Tunnelkontakte als Erklärungsansatz herangezogen, eine konkrete Modellvorstellung ist im vorliegenden Fall allerdings nicht greifbar.

## 8.6 Zusammenfassung

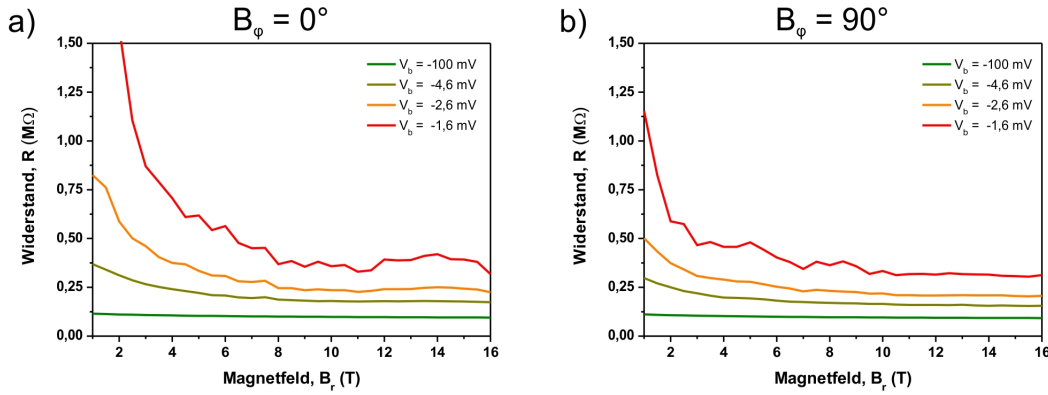
In diesem Kapitel wurde die Transportcharakteristik von C110308B\_S04\_B03 in Abhängigkeit von  $V_G$  und  $V_b$  im Detail untersucht. Die in Abschnitt 8.1 präsentierten Messdaten zeichnen ein komplexes Muster aus unterschiedlich großen Coulomb-Diamanten, welches zusätzlich von zahlreichen diskontinuierlichen Versetzungen entlang der  $V_G$ -Achse durchzogen ist. Durch eine nachträgliche Aufbereitung der Messdaten ist es gelungen, die Versetzungen aus einem Teil des Datensatzes zu entfernen und ein ungestörtes Bild der Transportcharakteristik zu rekonstruieren. Die Modellierung der Transporteigenschaften der SET-Struktur wurde auf Basis der rekonstruierten Daten vorgenommen und wurde in den Abschnitten 8.2 bis 8.5 ausführlich diskutiert. Die beste Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation konnte mit einem spinabhängigen Zwei-Kanal DD-Modell erzielt werden, welches die Spinpolarisation der freien Ladungsträger in den ferromagnetischen Zuleitungen berücksichtigt. Mit diesem Modell konnte nicht nur die allgemeine Struktur der beobachteten Transportcharakteristik nachvollzogen werden, sondern es stellt gleichzeitig auch einen Zugang zu spinabhängigen Einzel-Elektronen-Effekten wie der Spin-Blockade dar. Darüber hinaus bestätigt es die Vermutung, dass der Transport durch den NC über mehrere isolierte Inseln vonstatten geht.



## 9 Transport unter dem Einfluss eines externen Magnetfeldes

In diesem Kapitel werden Messergebnisse vorgestellt, welche den Einfluss eines externen Magnetfeldes ( $\vec{B}$ ) auf die Transportcharakteristik der Nanokontakt (NC) - Proben beleuchten. Motiviert durch die Beobachtungen in [37, 43, 56] wurde dabei insbesondere der Einfluss der Richtung eines in-plane orientierten Magnetfeldes untersucht.  $B_\varphi$  ist dabei definiert als der Winkel zwischen der Stromrichtung ( $\vec{I}$ ) und  $\vec{B}$  und wird als Synonym für die Magnetfeldrichtung verwendet. Die Magnetfeldstärke ( $B_r$ ) entspricht der Länge des Magnetfeldvektors  $\vec{B}$ . Die Stromrichtung ist bei allen NC-Proben durch die Strukturierung vorgegeben und verläuft entlang der kristallographischen [110]- bzw.  $[\bar{1}10]$ -Richtung.

### 9.1 Magnetfeldstärke



**Abbildung 9.1** Widerstand von Probe C081203A\_S19\_C21 in Abhängigkeit von  $B_r$  für verschiedene  $V_b$ . Die Teilbilder **a)** und **b)** zeigen Messungen mit Magnetfeldrichtung parallel ( $B_\varphi = 0^\circ$ ) bzw. senkrecht zur Stromrichtung ( $B_\varphi = 90^\circ$ ). Messbedingungen:  $T = 100 \text{ mK}$ ,  $V_G = 0 \text{ V}$

Die Magnetisierungsrichtung ( $\vec{M}$ ) einer ausgedehnten (Ga,Mn)As-Schicht liegt aufgrund der magnetischen Anisotropien in diesem Material für  $B_r = 0 \text{ T}$  innerhalb der Schicht-Ebene. Sie ist dabei in Richtung einer der beiden leichten Achsen ( $[100]$  bzw.  $[010]$ ) orientiert. Die Koerzitivfeldstärke von typischen (Ga,Mn)As-Schichten

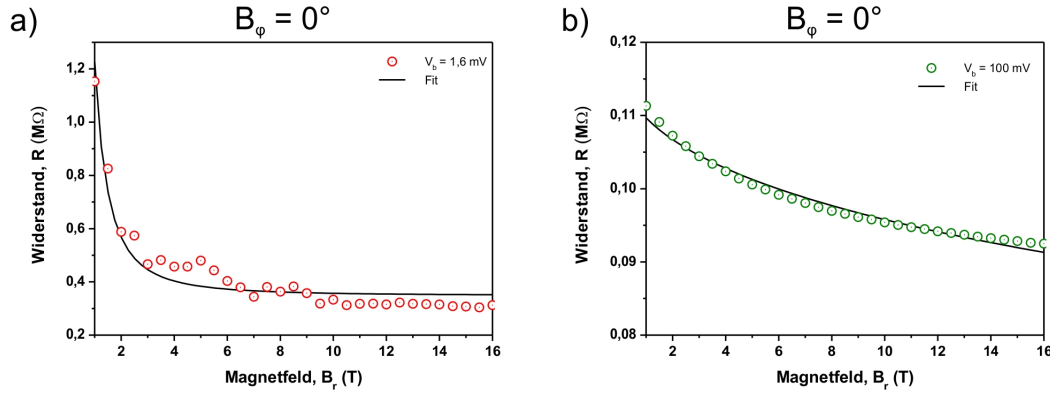
liegt in einem Magnetfeldbereich von  $B_r \approx 10 - 50$  mT. Im Fall der NC-Proben kann sich wegen der Nanostrukturierung das Kristallgitter am NC in-plane senkrecht zur Stromrichtung entspannen, was in diesem Bereich die Ausbildung einer leichten Richtung parallel zur Stromrichtung und einen Anstieg der Koerzitivfeldstärke zur Folge hat [94]. Betrachtet man den Probenwiderstand ( $R$ ) in Abhängigkeit von  $B_r$ , dann ist im Bereich kleiner Magnetfelder infolge von Ummagnetisierungsprozessen ein komplizierter Verlauf von  $R(B_r)$  zu beobachten. Die Widerstandseffekte, die sich daraus speziell für nanostrukturierte Proben ergeben, wurden in [39], [41] und [136] ausführlich untersucht. Im Bereich hoher Magnetfelder ( $B_r > 1$  T), in dem die Magnetisierung der Probe gesättigt und in Richtung des externen Magnetfeldes ausgerichtet ist, nimmt der Widerstand mit steigender Magnetfeldstärke dagegen kontinuierlich ab. Dieses Verhalten ist bei (Ga,Mn)As als negativer Magnetwiderstands (NMR) - Effekt bekannt und wurde zum Beispiel in [97] detailliert untersucht. Typische, metallische (Ga,Mn)As-Schichten zeigen einen NMR-Effekt von wenigen Prozent. Schlecht leitfähige Schichten im Bereich des Metall-Isolator-Übergangs (MIT) weisen dagegen ebenso wie die in dieser Arbeit untersuchten NC-Proben einen viel stärkeren NMR-Effekt auf.

Abbildung 9.1 zeigt den Verlauf des Widerstands von Probe C081203A\_S19\_C21 in Abhängigkeit von  $B_r$  für unterschiedliche Bias-Spannungen ( $V_b$ ) und zwei verschiedene Magnetfeldrichtungen. Der Probenwiderstand nimmt, wie zuvor beschrieben, bei allen Messkurven mit zunehmender Magnetfeldstärke tendenziell ab. Bei kleinen Bias-Spannungen (hier  $V_b \lesssim 3$  mV) ist der NMR-Effekt besonders stark ausgeprägt und es treten zusätzliche Charakteristika in den Kennlinien auf, die vermutlich auf Effekte des Einzel-Elektronen-Tunnelns zurückgehen. Vergleicht man die Messkurven der beiden Magnetfeldrichtungen miteinander, dann fällt der NMR-Effekt für  $B_\varphi = 0^\circ$  etwas stärker aus als der für  $B_\varphi = 90^\circ$ . Der Unterschied ist wiederum bei kleinen Bias-Spannungen im Bereich der Einzel-Elektronen-Effekte besonders groß. Tendenziell verlaufen die Messkurven allerdings unabhängig von  $B_\varphi$  sehr ähnlich.

Eine mögliche Erklärung für den extrem starken NMR-Effekt der NC-Proben bei kleinen Bias-Spannungen liefert das Modell von Fukuyama und Yoshida [173]. Dieses beschreibt ausgehend von Transport im Variable-Range-Hopping (VRH) -Regime die Magnetfeldabhängigkeit des Leitwerts ( $G$ ) eines Systems unter Anderson-Lokalisierung in einem spinabhängigen Zwei-Kanal-Modell:

$$G(B_r, T) = \frac{G_0}{2} \sum_{\sigma=\pm 1} \exp \left[ -(T_\sigma/T)^{1/n} \right] \quad (9.1)$$

$G_0$  ist dabei eine Konstante von der Dimension  $[\Omega^{-1}]$ , die allerdings nicht mit dem Leitwert der Probe bei  $B_r = 0$  T verwechselt werden darf. Der Exponent  $1/n$  nimmt über  $n = d + 1$  Bezug auf die Dimensionalität  $d$  des Systems.  $T_\sigma$  entspricht der charakteristischen Temperatur  $T_0$  des VRH-Modells, wobei in Gl. 9.1 den beiden Spin-Kanälen  $\sigma = \pm 1$  jeweils eine eigene, energieabhängige charakteristische Temperatur zugeordnet wird:



**Abbildung 9.2** Widerstand von Probe C081203A\_S19\_C21 in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke für zwei ausgewählte Bias-Spannungen. Die Kennlinie aus Teilbild **a)** wurde nach Gleichung 9.5, die Kennlinie aus Teilbild **b)** wurde nach Gleichung 9.6 gefittet. Die entsprechenden Fitparameter sind in Tabelle 9.1 zusammengefasst. Messbedingungen:  $T = 100 \text{ mK}$ ,  $V_G = 0 \text{ V}$

$$T_\sigma(E) = T_0 \left( E_F + \frac{1}{2} g \mu_B B_r \sigma \right) \quad (9.2)$$

$$\propto \left[ E_m - \left( E_F + \frac{1}{2} g \mu_B B_r \sigma \right) \right]^{\beta d} \quad (9.3)$$

Hier bezeichnet  $E_F$  die Fermi-Energie,  $E_m$  die Mobilitätskante und  $\frac{1}{2} g \mu_B B_r$  die Zeeman-Energie.  $\mu_B$  steht für das Bohrsche Magneton und  $g$  für den gyromagnetischen Faktor.  $\beta$  ist ein charakteristischer Exponent, wobei  $\beta \sim 1$  gilt. In diesem Modell können die Transporteigenschaften des Systems wegen der Energieabhängigkeit von  $T_\sigma$  durch ein externes Magnetfeld über die Zeeman-Energie beeinflusst werden. Obwohl auch  $E_m$  und  $E_F$  eine geringfügige Magnetfeldabhängigkeit zeigen, dominiert in Gl. 9.3 die lineare Zeeman-Verschiebung, was zu einem stets negativen Magnetwiderstand führt [173]. Falls die Bedingung

$$\left| \frac{1}{2} g \mu_B B_r \right| \ll |E_m - E_F| \quad (9.4)$$

erfüllt ist, ergibt sich, der Argumentation in [173] folgend, schließlich eine Magnetfeldabhängigkeit des Leitwerts von  $G \sim B_r^2$ . NC-Probe C081203A\_S19\_C21 zeigt bei kleinen Bias-Spannungen tatsächlich die erwartete Magnetfeldabhängigkeit, was in Abbildung 9.2 a) exemplarisch für  $V_b = 1,6 \text{ mV}$  durch den Fit nach folgender Gleichung veranschaulicht ist:

$$R(B_r) = R_0 (1 + b B_r^{-2}) \quad (9.5)$$

In Gl. 9.5 sind  $R_0$  und  $b$  die freien Fitparameter, wobei  $R_0$  als magnetfeldunabhängiger Anteil des Gesamtwiderstands interpretiert werden kann. Mit diesem Modell

lassen sich allerdings nur Messkurven für kleine  $V_b$  beschreiben. Sobald die Lokalisierungseffekte mit zunehmender Bias-Spannung ihre Dominanz verlieren und die Probe auf die metallische Seite des MIT wechselt, ändert sich auch die Magnetfeldabhängigkeit des Widerstands. Nach [97] kann diese für Proben auf der metallischen Seite des MIT mit folgender Gleichung beschrieben werden:

$$R(B_r) = \frac{1}{R_0^{-1} + c\sqrt{B_r}} \quad (9.6)$$

Dabei steht  $R_0$  für den magnetfeldunabhängigen Anteil des Probenwiderstands, während der zweite Fitparameter  $c$  die Stärke der Magnetfeldabhängigkeit widerspiegelt. Zur Bestätigung zeigt Abbildung 9.2 b) dazu eine Messkurve von NC-Probe C081203A\_S19\_C21 für  $V_b = 100$  mV zusammen mit dem Fit nach Gleichung 9.6. Die zugehörigen Parameter für die beiden Fitkurven in Abb. 9.2 sind in Tabelle 9.1 zusammengefasst.

	$V_b = 100$ mV	$V_b = 1,6$ mV
$R_0$ [k $\Omega$ ]	118	348
$b$ [T <sup>2</sup> ]	–	2,5
$c$ [T <sup>−½</sup> $\Omega$ ⁻¹]	$6,1 \cdot 10^{-7}$	–

**Tabelle 9.1** Parameter für die Fits nach Gl. 9.5 bzw. Gl. 9.6 für die in Abbildung 9.2 dargestellten magnetfeldabhängigen Widerstandskennlinien von NC-Probe C081203A\_S19\_C21.

Es bleibt zu erwähnen, dass die in Kapitel 3.5.1 beschriebenen Magneto-Coulomb-Oszillationen bei keiner der untersuchten NC-Proben beobachtet werden konnten. Die zu erwartende Oszillationsperiode ( $\Delta B_r$ ) kann anhand von Gleichung 3.51 aus Kapitel 3.5.1 abgeschätzt werden. Dazu wird eine Spinpolarisation von  $P = 1$  und ein gyromagnetischer Faktor von  $g = 2$  angenommen. Die Ladungsenergie lag bei allen untersuchten NC-Proben im Bereich von einigen Millielektronenvolt. Die in Kapitel 8 untersuchte Probe besaß zum Beispiel eine Ladungsenergie von  $\Delta E_C \approx 11$  meV. Dafür ergibt sich eine zu erwartende Oszillationsperiode von  $\Delta B_r \approx 190$  T; Für  $\Delta E_C = 1$  meV erhält man  $\Delta B_r \approx 17$  T. Aufgrund der großen Ladungsenergie der NC-Proben ist die Beobachtung von Magneto-Coulomb-Oszillationen im experimentell zugänglichen Magnetfeldbereich bis  $B_r = 19$  T folglich nicht zu erwarten.

## 9.2 Magnetfeldrichtung

Nanostrukturierte (Ga,Mn)As-Proben zeigen eine auffällig starke Abhängigkeit des Widerstands von der Magnetisierungsrichtung ( $\vec{M}$ ) der Probe. Erklärungsversuche im Bilde des AMR- bzw. des TAMR-Effekts, wie sie anfangs diskutiert wurden,

scheiterten an der beobachteten Effektgröße [38, 39, 41, 175]. Die Interpretation von Wunderlich et al. [43] im Bilde eines anisotropen Coulomb-Blockade Magnetwiderstands (CBAMR) liefert dagegen eine plausible Erklärung für die Beobachtungen. Im Folgenden wird deshalb auf das Modell des CBAMR genauer eingegangen:

## Der CBAMR-Effekt

Für die Analyse der Transportcharakteristik von SET-Strukturen werden üblicherweise die experimentell gewonnenen Daten in Form eines Stabilitätsdiagramms aufgetragen. Dadurch werden die Zusammenhänge zwischen den einzelnen Messkurven deutlich sichtbar und die Transportcharakteristik der Probe kann gesamtheitlich beurteilt werden. Wie zum Beispiel in Kapitel 3.4 ausführlich beschrieben wurde, werden dazu einzelne IV-Kennlinien bei diskreten  $V_G$ -Werten aufgenommen. Der daraus berechnete Leitwert wird schließlich in der  $V_b$ - $V_G$ -Ebene farbig codiert dargestellt. Eine eventuell vorhandene Verschiebung der Coulomb-Diamanten (CD) entlang der  $V_G$ -Achse bezüglich der symmetrischen Ausgangslage wird dabei für gewöhnlich einer Hintergrundladung ( $Q_0$ ) zugeordnet. Alternativ dazu kann  $Q_0$  auch als ein konstanter Beitrag  $V_G^0$  zur effektiven Gate-Spannung ( $V_G^{eff}$ ) darstellt werden:

$$V_G^{eff} = V_G^0 + V_G \quad (9.7)$$

Das CBAMR-Modell geht davon aus, dass die effektive Gate-Spannung neben  $V_G$  und  $V_G^0$  einen weiteren, von der Magnetisierungsrichtung abhängigen Beitrag  $V_M(\vec{M})$  enthält:

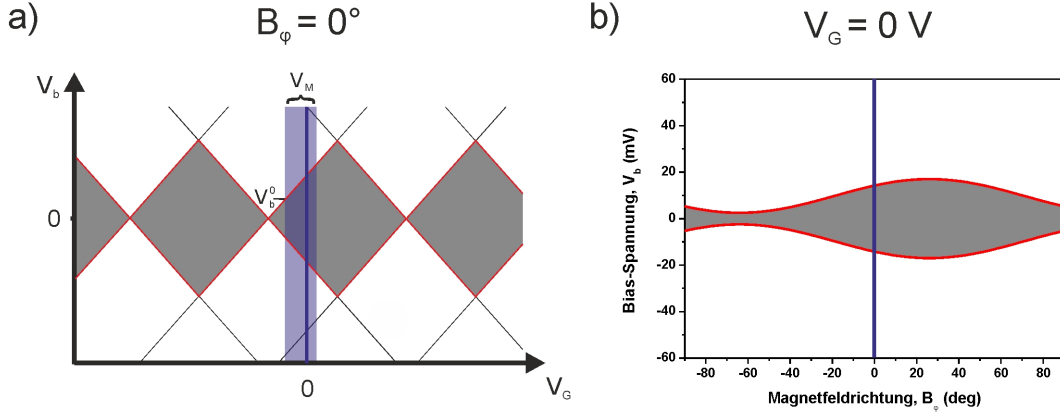
$$V_G^{eff} = V_G^0 + V_G + V_M(\vec{M}) \quad (9.8)$$

$V_M(\vec{M})$  verschwindet bei typischen  $V_G$ -abhängigen Messungen allerdings im konstanten Beitrag  $V_G^0$ , da sich  $\vec{M}$  in Abhängigkeit von  $V_G$  im Allgemeinen nicht ändert. Der Einfluss von  $V_M(\vec{M})$  auf die Transportcharakteristik des SET kann folglich am besten sichtbar gemacht werden, indem bei konstantem  $V_G$  die Magnetisierungsrichtung der Probe verändert wird. In diesem Fall setzt sich die effektive Gate-Spannung aus einem konstanten Beitrag  $V_G^0$  und einem variablen Anteil  $V_M(\vec{M})$  zusammen:

$$V_G^{eff} = V_G^0 + V_M(\vec{M}) \quad (9.9)$$

Ein solcher  $\vec{M}$ -abhängiger Datensatz kann ähnlich einem Stabilitätsdiagramm als farbig codierter Leitwert in der  $V_b$ - $\vec{M}$ -Ebene dargestellt werden. Unter der Annahme  $\vec{M} \parallel \vec{B}$  ist  $V_M(\vec{M})$  proportional zu der experimentell leichter zugänglichen Magnetfeldrichtung  $B_\varphi$ . Der Zusammenhang zwischen einem  $V_G$ - und einem  $B_\varphi$ - bzw.  $\vec{M}$ -abhängigen Datensatz ist in Abbildung 9.3 dargestellt. Die blaue Linie markiert dabei den gemeinsamen Ausgangspunkt, an dem sowohl  $V_G$  als auch  $V_M$  in beiden Datensätzen identisch sind (z.B.  $B_\varphi = 0$  und  $V_G = 0$ ). In Abhängigkeit von  $B_\varphi$  kann der Beitrag von  $V_M(\vec{M})$  zu  $V_G^{eff}$  variiert werden. Anschaulich bedeutet dies, dass sich die blaue Linie in Abhängigkeit von  $B_\varphi$  entlang der  $V_G$ -Achse verschiebt. Der

entsprechende  $V_G^{eff}$ -Bereich, der dadurch über  $B_\varphi$  zugänglich ist, wurde in Teilbild a) blau hinterlegt. Ist der Verlauf von  $V_M(B_\varphi)$  bekannt, so kann aus dem Stabilitätsdiagramm die  $B_\varphi$ -Abhängigkeit der Transportcharakteristik konstruiert werden, was schematisch in Teilbild b) dargestellt ist.



**Abbildung 9.3** Teilbild a) zeigt eine schematische Darstellung der  $V_G$ -abhängigen Transportcharakteristik einer Probe im CB-Regime. Die blaue Linie bei  $V_G = 0$  markiert den Ausgangspunkt für die Konstruktion der in Teilbild b) ebenfalls schematisch dargestellten  $B_\varphi$ -abhängigen Transportcharakteristik nach dem Modell des CBAMR-Effekts. Der blau hinterlegte Abschnitt in Teilbild a) kennzeichnet den durch Variation von  $B_\varphi$  zugänglichen  $V_G^{eff}$ -Bereich, aus dem sich die in Teilbild b) gezeigte Transportcharakteristik zusammensetzt. Die Kontur des CB-Bereichs wurde in beiden Teilbildern zusätzlich rot hervorgehoben.

Im Sinne einer einfacheren Diskussion werde im Folgenden nur die Kontur der Coulomb-Diamanten (rote Linie) betrachtet. Im blau hinterlegten Bereich lässt sich diese nach Gl. 3.46 aus Kapitel 3.4 durch eine einfache Geradengleichung beschreiben:

$$V_b(V_G^{eff}) = V_b^0 + \frac{C_G}{\gamma C_\Sigma} V_G^{eff} \quad (9.10)$$

Hier bezeichnet  $\frac{C_G}{\gamma C_\Sigma}$  die Flankensteigung des CD und  $V_b^0$  eine konstante Verschiebung der Gerade entlang der  $V_b$ -Achse.  $C_\Sigma$  steht für die Gesamtkapazität der Insel und  $C_G$  beschreibt die kapazitive Kopplung zwischen der Insel und dem Gate-Kontakt. Die Konstante  $\gamma$  beschreibt eine mögliche Asymmetrie zwischen den beiden Tunnelkontakten. Im Fall von perfekt symmetrischen Kontakten und  $C_G \ll C_\Sigma$  ist  $\gamma = 0,5$ . Bei den untersuchten NC-Proben wurden typischerweise Werte von  $\gamma = 0,5 \pm 0,1$  beobachtet. Gleichung 9.10 ist eine Funktion von  $V_G^{eff}$ , mit der sowohl für die  $V_G$ -abhängigen als auch für die  $B_\varphi$ -abhängigen Messungen die Kontur des



CB-Bereichs berechnet werden kann. Aus dem Stabilitätsdiagramm lässt sich  $\frac{C_G}{\gamma C_\Sigma}$  bestimmen, sodass sich der  $B_\varphi$ -abhängige Verlauf folgendermaßen darstellt:

$$\begin{aligned} V_b(V_M(\vec{M})) &= V_b^0 + \frac{C_G}{\gamma C_\Sigma}(V_G + V_G^0) + \frac{C_G}{\gamma C_\Sigma}V_M(\vec{M}) \\ &= \tilde{V}_b^0 + \frac{C_G}{\gamma C_\Sigma}V_M(\vec{M}) \end{aligned} \quad (9.11)$$

Dabei wurden alle von  $\vec{M}$  unabhängigen Beiträge in  $\tilde{V}_b^0$  zusammengefasst.  $V_M(\vec{M})$  ergibt sich im Fall von (Ga,Mn)As aus der starken Spin-Bahn-Wechselwirkung in diesem Material [43]. Diese führt zu einer Anisotropie der Zustandsdichte bezüglich  $\vec{M}$  und damit verbunden zu einer Anisotropie des chemischen Potentials der Ladungsträger [43]. Im Fall einer nanostrukturierten Probe werden zudem lokale Unterschiede in der Ladungsträgerdichte erwartet [43]. Der daraus resultierende Potentialunterschied  $\Delta\mu(\vec{M})$  zwischen den Zuleitungen und der Insel schlägt sich schließlich in Form des magnetisierungsrichtungsabhängigen Beitrags auf die effektive Gate-Spannung nieder [43].  $V_M(\vec{M})$  lässt sich folgendermaßen ausdrücken [43]:

$$V_M(\vec{M}) = \frac{C_\Sigma}{C_G} \frac{\Delta\mu(\vec{M})}{e} \quad (9.12)$$

Unter der Voraussetzung  $\vec{M} \parallel \vec{B}$  gilt  $\Delta\mu(\vec{M}) = \Delta\mu(B_\varphi)$ . In Anlehnung an den klassischen AMR-Effekt sei für  $\Delta\mu$  probeweise folgende Abhängigkeit von  $B_\varphi$  angenommen:

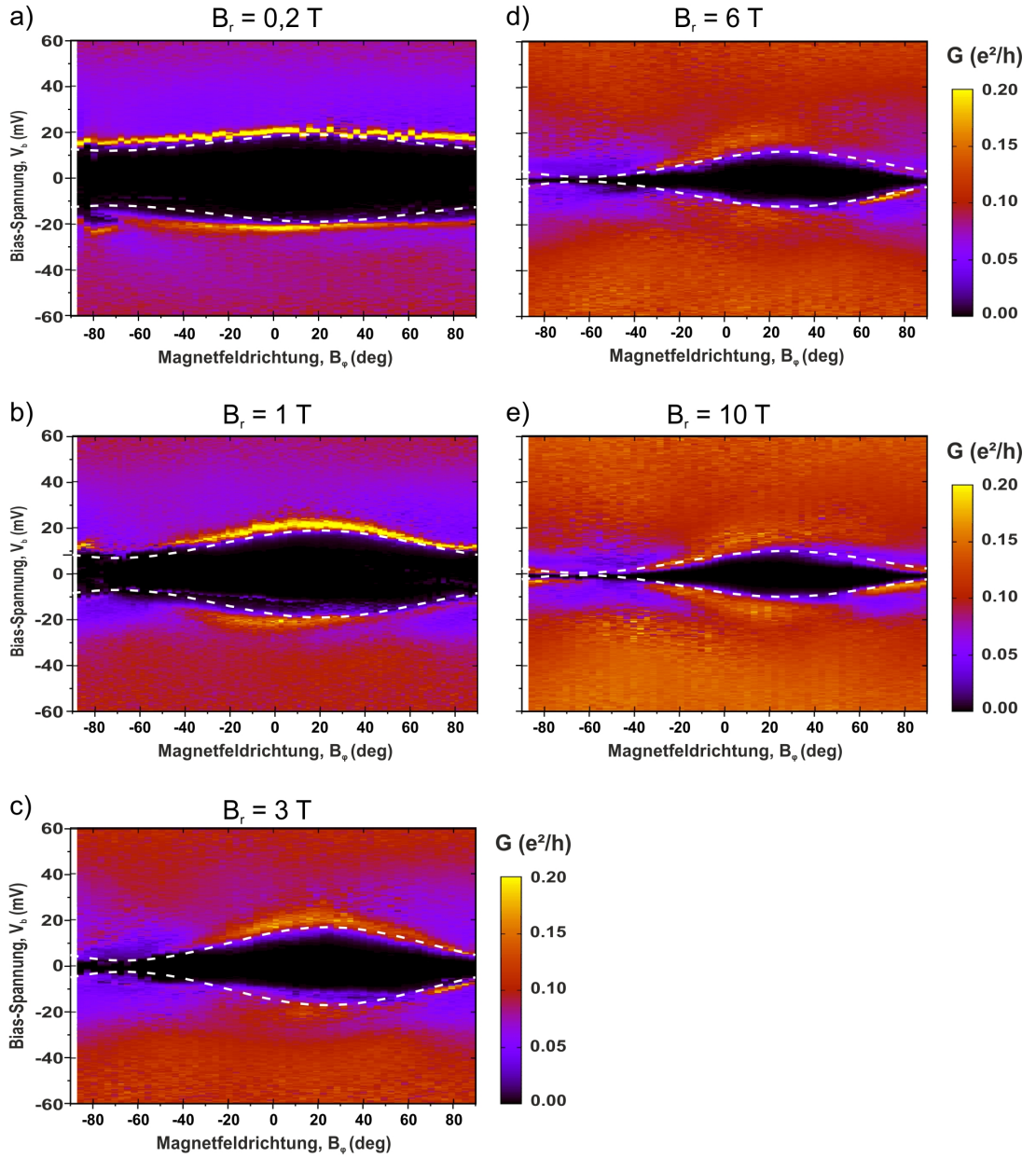
$$\Delta\mu(B_\varphi) = \Delta\mu_M \cos^2(B_\varphi + \varphi_0) \quad (9.13)$$

$\Delta\mu_M$  bezeichnet dabei die Amplitude von  $\Delta\mu(B_\varphi)$ ,  $\varphi_0$  beschreibt eine konstante Phasenverschiebung, in die die Anfangsbedingungen einfließen. Mit den Gleichungen 9.12 und 9.13 folgt aus Gl. 9.11:

$$V_b(B_\varphi) = \tilde{V}_b^0 + \frac{\Delta\mu_M}{\gamma e} \cos^2(B_\varphi + \varphi_0) \quad (9.14)$$

Damit lässt sich die Kontur des CB-Bereichs in Abhängigkeit von  $\vec{M}$  bzw.  $B_\varphi$  berechnen, was in Abb. 9.3 b) exemplarisch dargestellt wurde.

Abbildung 9.4 zeigt den Einfluss des CBAMR-Effekts auf die Transportcharakteristik von NC-Probe C110308B\_S04\_C44. Die Datensätze der einzelnen Teilbilder wurden alle bei einer konstanten Gate-Spannung von  $V_G = 7$  V aufgenommen und unterscheiden sich nur hinsichtlich der Stärke des externen Magnetfeldes. Dabei ist in allen Teilbildern eindeutig ein Einfluss von  $B_\varphi$  auf die Transportcharakteristik der Probe zu erkennen. Mit zunehmendem  $B_r$  reduziert sich die Breite des CB-Bereichs, wodurch sich die Abhängigkeit von  $B_\varphi$  scheinbar verstärkt oder zumindest deutlicher zutage tritt. Dies könnte darauf hindeuten, dass bei den kleinen Magnetfeldstärken von  $B_r = 0,2$  T bzw.  $B_r = 1$  T entweder die Magnetisierung der Probe noch nicht vollständig gesättigt oder die Bedingung  $\vec{M} \parallel \vec{B}$  nicht für alle  $B_\varphi$  erfüllt



**Abbildung 9.4** Leitwert von Probe C110308B\_S04\_C44 farbig codiert dargestellt in der  $B_\phi$ - $V_b$ -Ebene. Die einzelnen Teilbilder sind Teil einer zusammenhängenden Messreihe und zeigen Datensätze für unterschiedliche  $B_r$ .

Messbedingungen:  $V_G = 7 \text{ V}$ ,  $T \approx 50 \text{ mK}$

	0,2 T	1 T	3 T	6 T	10 T
$\tilde{V}_b^0$ [mV]	12	7	2,5	1	0,5
$\Delta\mu_M$ [meV]	3,5	6	7,3	5,5	4,8
$\varphi_0$ [deg]	-18	-20	-24	-28	-26

**Tabelle 9.2** Fitparameter für den nach Gl. 9.14 berechneten Verlauf der Kontur des CB-Bereichs (weisse gestrichelte Linie) der in Abb. 9.4 dargestellten  $B_\varphi$ -abhängigen Transportcharakteristiken. Für die Berechnungen wurde  $\gamma = 0,5$  angenommen.

ist. Beides wäre für typische ausgedehnte (Ga,Mn)As-Schichten bei den betrachteten Magnetfeldstärken eher ungewöhnlich, kann aber im Fall der NC-Proben wegen des Einflusses der Nanostrukturierung auf die magnetischen Anisotropien des Materials nicht gänzlich ausgeschlossen werden.

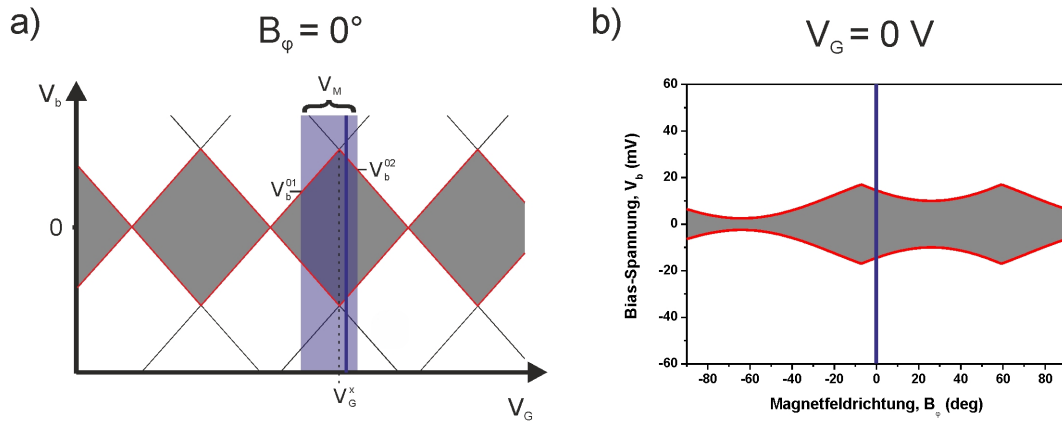
Die Kontur des CB-Bereichs kann wie zuvor diskutiert anhand von Gl. 9.14 beschrieben werden. Zum direkten Vergleich wurden den einzelnen Teilbildern aus Abb. 9.4 entsprechende Fitkurven (weiße, gestrichelte Linien) überlagert. Die dabei verwendeten Fitparameter sind in Tabelle 9.2 zusammengefasst. Die gute Übereinstimmung zwischen dem berechneten und dem gemessenen Verlauf ist ein starkes Argument dafür, dass die Magnetisierungsrichtung der Probe tatsächlich der Richtung des externen Magnetfeldes folgt. Im Fall von  $B_r = 0,2$  T ist der kosinusförmige Verlauf allerdings nur angedeutet, sodass hier möglicherweise vorhandene Abweichungen nicht offensichtlich auffallen. Ab einer Magnetfeldstärke von  $B_r = 1$  T ist der kosinusförmige Verlauf in den Messdaten eindeutig zu erkennen. Betrachtet man die Werte der Fitparameter in Tabelle 9.2 genauer, dann fällt auf, dass  $\tilde{V}_b^0$  mit steigender Magnetfeldstärke kontinuierlich abnimmt. Diese Tendenz lässt sich vermutlich auf den im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Einfluss von  $B_r$  auf die Lokalisierung im Bereich des Nanokontakts zurückführen. Des Weiteren fallen die großen Werte von  $\Delta\mu_M$  auf, die eine unerwartet starke Anisotropie des chemischen Potentials der freien Ladungsträger erkennen lassen. In [43] wurde  $\Delta\mu_M$  auf Basis des Zener-Modells für eine typische (Ga,Mn)As-Schicht mit einer Mn-Dotierung von  $x = 5\%$  berechnet. Die Berechnungen lassen dabei, abhängig von der angenommenen Ladungsträgerdichte, Werte für  $|\Delta\mu_M|$  bis maximal 2 meV erwarten. Die NC-Proben der vorliegenden Arbeit wurden aus einer vergleichbaren (Ga,Mn)As-Schicht mit einer Mn-Dotierung von ebenfalls  $x = 5\%$  gefertigt, deshalb sollten auch die Ergebnisse der Berechnungen übertragbar sein. Die große Diskrepanz zwischen den experimentell bestimmten Werten aus Tabelle 9.2 und den theoretischen Erwartungen lässt allerdings erste Zweifel an dem hier diskutierten Mechanismus des CBAMR-Effekts aufkommen.

Um dem nachzugehen, wurde an einer zweiten NC-Probe eine ähnliche Messreihe durchgeführt. Dazu wurde die  $B_\varphi$ -abhängige Transportcharakteristik bei einer konstanten Magnetfeldstärke von  $B_r = 10$  T für unterschiedliche  $V_G$  aufgenommen. Im

Bilde des CBAMR-Effekts besteht, wie zuvor erläutert, ein direkter Zusammenhang zwischen der  $V_G$ -abhängigen und der  $B_\varphi$ -abhängigen Transportcharakteristik. Aus diesem Grund sollte sich das Muster der  $B_\varphi$ -abhängigen Transportcharakteristik mit  $V_G$  auf vorhersagbare, charakteristische Art und Weise ändern. Dies wird zunächst anhand folgenden Beispiels veranschaulicht: Die  $V_G$ -abhängige Transportcharakteristik sei durch das schematische Stabilitätsdiagramm in Abbildung 9.5 a) vorgegeben. Der durch Variation der Magnetisierungsrichtung zugängliche  $V_G^{eff}$ -Bereich ist darin blau hinterlegt. Im Unterschied zu der in Abb. 9.3 betrachteten Situation sei nun  $V_G$  derart gewählt, dass sich innerhalb des zugänglichen  $V_G^{eff}$ -Bereichs die Spitze eines CD befindet. Die Kontur des CD lässt sich nun nicht mehr mit einer einfachen Geradengleichung darstellen. Stattdessen wird folgende, abschnittsweise definierte Funktion verwendet:

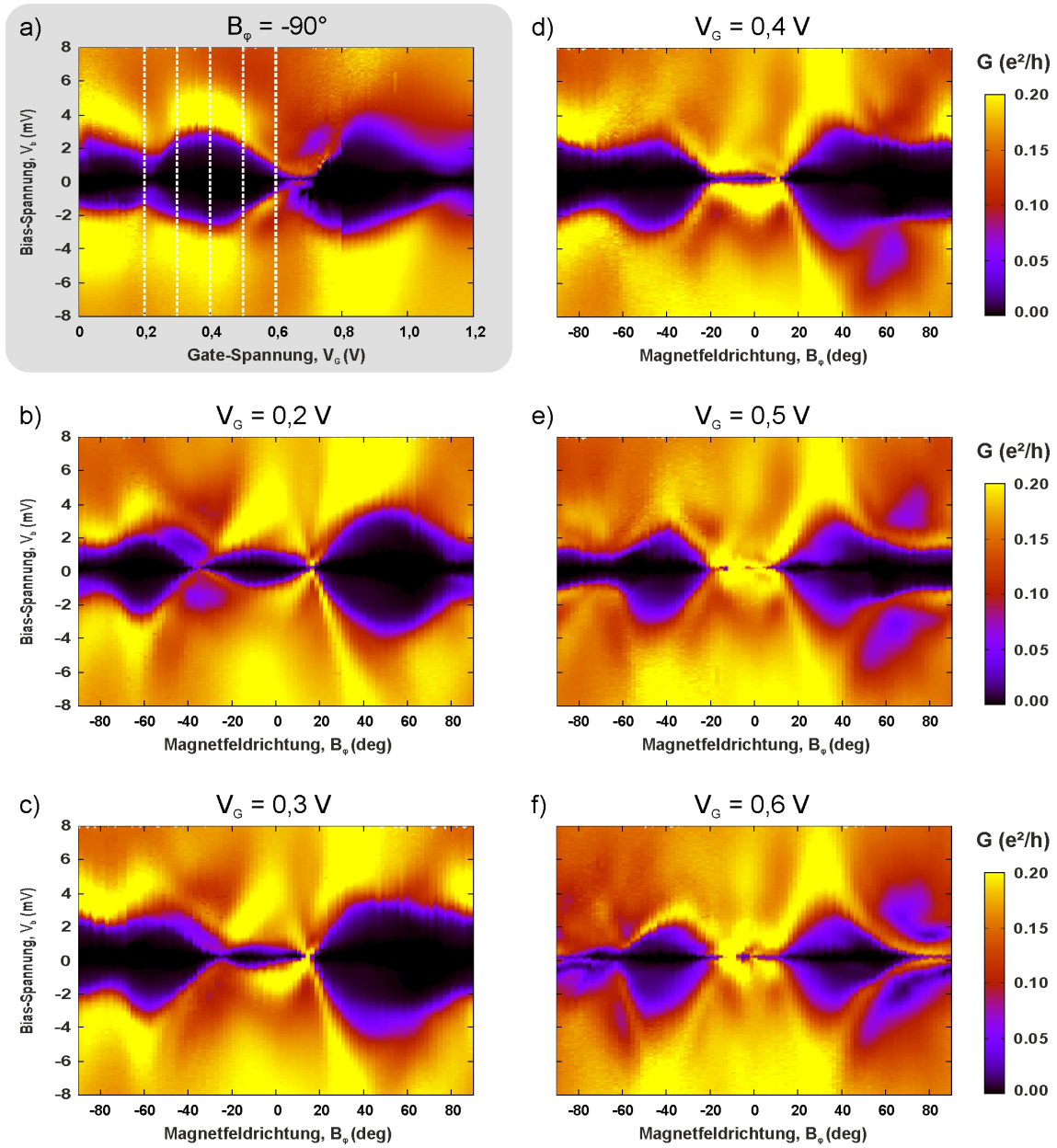
$$V_b(B_\varphi) = \begin{cases} V_b^{01} + \frac{\Delta\mu}{\gamma e} \cos^2(B_\varphi + \varphi_0), & V_G^{eff} \leq V_G^x \\ V_b^{02} + \frac{\Delta\mu}{(1-\gamma)e} \cos^2(B_\varphi + \varphi_0 + \pi/2), & V_G^{eff} > V_G^x \end{cases} \quad (9.15)$$

Die Kontur des CB-Bereichs, die sich daraus ergibt, zeichnet zwar, wie in Abb. 9.5 b) exemplarisch dargestellt, ein deutlich anderes Muster als zuvor, die Veränderungen lassen sich allerdings anhand der  $V_G$ -abhängigen Transportcharakteristik eindeutig nachvollziehen.



**Abbildung 9.5** Die beiden Teilbilder veranschaulichen analog zu Abb. 9.3 wie aus der  $V_G$ -abhängigen Transportcharakteristik in **a)** auf Basis des CBAMR-Modells die in **b)** dargestellte  $B_\varphi$ -abhängige Transportcharakteristik konstruiert werden kann. Im Unterschied zu Abb. 9.3 wurde hier ein anderer, durch Variation von  $B_\varphi$  zugänglicher,  $V_G^{eff}$ -Bereich (blau hinterlegtes Segment) angenommen.

Abbildung 9.6 zeigt das Ergebnis der an NC-Probe C110308B\_S04\_B14 durchgeführten Messreihe. In Teilbild a) ist die  $V_G$ -abhängige Transportcharakteristik der Probe zu sehen. Die weißen, gestrichelten Linien markieren darin die  $V_G$ -Positionen, an denen die in den übrigen Teilbildern dargestellten Datensätze aufgenommen wurden. In Teilbild a) sind innerhalb des relevanten  $V_G$ -Bereichs von  $V_G = 0,2 - 0,6$  V



**Abbildung 9.6** Teilbild a) zeigt ein Stabilitätsdiagramm von Probe C110308B\_S04\_B14, welches zusammen mit den in den übrigen Teilbildern b)-f) dargestellten Datensätzen eine zusammenhängende Messreihe bildet. Die weißen, gestrichelten Linien markieren dabei die  $V_G$ -Werte, an denen die folgenden  $B_\phi$ -abhängigen Messungen durchgeführt wurden.

Messbedingungen:  $B_r = 10$  T,  $T \approx 50$  mK

keine Versetzungen, die auf Gate-Sprünge oder andere Anomalien hindeuten würden, zu erkennen. Die gezeigte  $V_G$ -abhängige Transportcharakteristik konnte zudem im Anschluss an die Messreihe bis auf eine minimale Verschiebung entlang der  $V_G$ -Achse unverändert reproduziert werden. Es darf also davon ausgegangen werden, dass innerhalb der Messreihe ein ungestörter Zusammenhang zwischen der  $V_G$ - und den  $B_\varphi$ -abhängigen Transportcharakteristiken vorliegt.

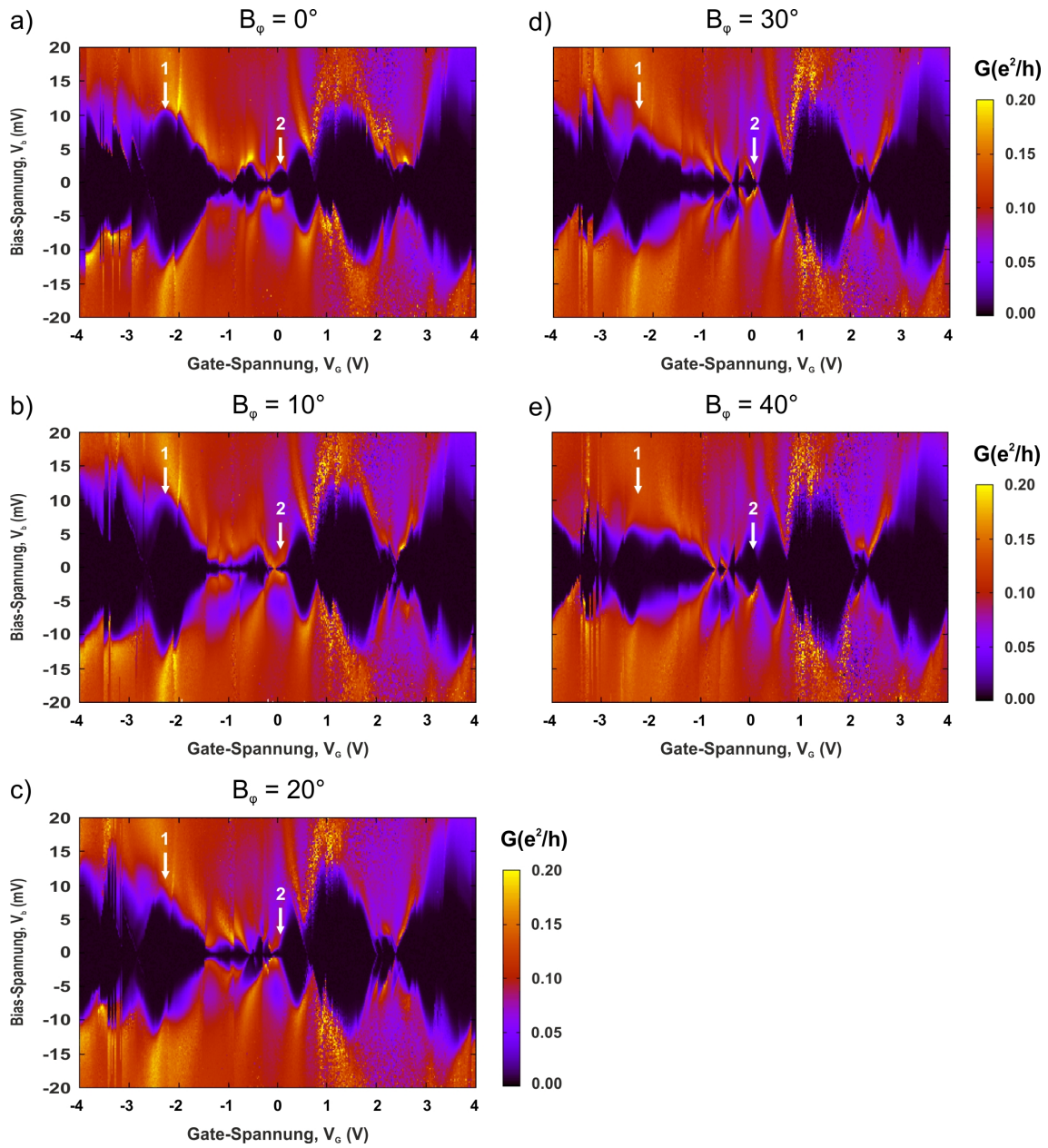
Es fällt auf, dass die  $B_\varphi$ -abhängigen Messungen eine deutlich kompliziertere Transportcharakteristik zutage fördern, als dies zuvor in Abb. 9.4 der Fall gewesen ist. Es lässt sich zudem nicht erkennen, wie die Messergebnisse im Bilde des CBAMR-Modells ausgehend von dem Stabilitätsdiagramm aus Teilbild a) erklärt werden könnten. Die zuvor diskutierte, charakteristische Abhängigkeit des CBAMR-Musters von  $V_G$  kann an den experimentellen Daten nicht festgestellt werden. Es entsteht vielmehr der Eindruck, dass das  $B_\varphi$ -abhängige Muster in den einzelnen Messungen so gut wie unverändert bleibt und sich lediglich die allgemeine Breite des CB-Bereichs mit  $V_G$  ändert.

Ein ähnlich widersprüchliches Bild zeichnet auch die in Abbildung 9.7 dargestellte Messreihe. Sie besteht aus mehreren  $V_G$ -abhängigen Datensätzen, die bei einer konstanten Magnetfeldstärke von  $B_r = 1$  T, aber unterschiedlichen Magnetfeldrichtungen aufgenommen wurden. Nach dem Modell des CBAMR würde man erwarten, dass die einzelnen  $V_G$ -abhängigen Datensätze alle das gleiche Muster zeigen sollten, welche durch die unterschiedlichen  $B_\varphi$ -abhängigen Beiträge zu  $V_G^{eff}$  lediglich entlang der  $V_G$ -Achse relativ zueinander verschoben wären.

Zunächst sei festgestellt, dass die einzelnen Teilbilder ein ähnliches Muster aufweisen, in dem sich charakteristische Merkmale identifizieren lassen. Gleichzeitig sind zahlreiche vertikale Versetzungen zu erkennen, die den Zusammenhang der Messdaten innerhalb eines Datensatzes stören. Da die Gate-Sprünge nicht reproduzierbar auftreten, ist auch der Zusammenhang zwischen den einzelnen Datensätzen innerhalb der Messreihe beeinträchtigt. Trotz dieser Einschränkungen lassen sich Veränderungen an charakteristischen Merkmalen im Bereich von ungestörten Abschnitten in Abhängigkeit von  $B_\varphi$  verfolgen.

In Abb. 9.7 sind zwei charakteristische Merkmale herausgegriffen und durch weiße Pfeile markiert. Die Pfeilspitzen befinden sich in allen Teilbildern an der jeweils exakt gleichen Position bzgl.  $V_G$  und  $V_b$ , sodass sich Veränderungen an den beiden Merkmalen leichter verfolgen lassen. Betrachtet man den von Pfeil 1 markierten CD, dann stellt man fest, dass dessen Höhe ausgehend von Teilbild a) über die weiteren Teilbilder hinweg kontinuierlich abnimmt, und es entsteht der Eindruck, als würde sich der CD zusammenziehen. Der von Pfeil 2 markierte CD zeigt ein ähnliches Verhalten. Von Teilbild a) nach b) scheint er sich so stark verkleinert zu haben, dass er in den Teilbildern b) und c) nur noch andeutungsweise zu erkennen ist. Erst in Teilbild d) vergrößert er sich wieder und ist in Teilbild e) sogar deutlich größer als anfangs in Teilbild a). Das beschriebene Verhalten lässt sich mit einer klaren Tendenz über mehrere Teilbilder hinweg verfolgen, weshalb die eher zufällig auftretenden





**Abbildung 9.7** Stabilitätsdiagramme von Probe C110803B\_S04\_B03. Die in den einzelnen Teilbildern dargestellten Datensätze gehören zu einer zusammenhängenden Messreihe, innerhalb der die Magnetfeldrichtung  $B_\varphi$  schrittweise variiert wurde. Die beiden weißen Pfeile in Teilbild **a)** markieren die Spitzen von zwei ausgewählten CD. Um die Veränderungen an den beiden CD in Abhängigkeit von  $B_\varphi$  leichter nachvollziehen zu können, wurden die Markierungen aus a) unverändert auch in die übrigen Teilbildern übernommen.

Messbedingungen:  $B_r = 1 \text{ T}$ ,  $T \approx 25 \text{ mK}$

Gate-Sprünge als Erklärung nicht in Betracht kommen. Verschiebungen entlang der  $V_G$ -Achse sind zwar erkennbar, können aber wegen der Gate-Sprünge nicht eindeutig interpretiert werden und scheiden unabhängig davon auch deshalb als Ursache aus, weil sie global betrachtet zu gering sind.

Die experimentellen Beobachtungen aus den Abbildungen 9.6 und 9.7 widersprechen eindeutig den zuvor diskutierten Erwartungen des CBAMR-Modells und bekräftigen damit die Vermutung, dass zumindest im Fall der hier untersuchten NC-Proben dem CBAMR-Effekt ein anderer Mechanismus als der in [43] beschriebene zugrunde liegen könnte.

## Alternatives CBAMR-Modell

Als mögliche Alternative wird im Folgenden erneut das Modell von Fukuyama und Yosida [173] diskutiert, mit dem bereits in Abschnitt 9.1 die Magnetfeldabhängigkeit des Leitwerts erfolgreich beschrieben werden konnte. Den Ausgangspunkt für das Modell bildet ein System unter Anderson-Lokalisierung, in dem der Ladungstransport mit Hilfe eines spinabhängigen Zwei-Kanal-Modells im VRH-Regime beschrieben werden kann:

$$G(B_r, \vec{M}, T) = \frac{G_0}{2} \sum_{\sigma=\pm 1} \exp \left[ -(T_\sigma/T)^{1/n} \right] \quad (9.16)$$

$G_0$  ist dabei eine Konstante von der Dimension  $[\Omega^{-1}]$ , die allerdings nicht mit dem Leitwert der Probe bei  $B_r = 0$  T verwechselt werden darf.  $T_\sigma$  entspricht der charakteristischen Temperatur  $T_0$  des VRH-Modells, wobei hier für die beiden Spin-Kanäle  $\sigma = \pm 1$  jeweils eine eigene charakteristische Temperatur angenommen wird. Der Exponent  $1/n$  nimmt über  $n = d + 1$  analog zum VRH-Modell Bezug auf die Dimensionalität  $d$  des Systems.

Wegen der starken Spin-Bahn-Wechselwirkung in (Ga,Mn)As weist das chemische Potential der freien Ladungsträger ( $\mu(\vec{M})$ ) eine Anisotropie bezüglich  $\vec{M}$  auf, die sich folgendermaßen darstellen lässt:

$$\mu(\vec{M}) = \mu(\vec{M}_0) + \Delta\mu(\vec{M}) \quad (9.17)$$

Dabei bezeichnet  $\mu(\vec{M}_0)$  das chemische Potential der freien Ladungsträger bei gesättigter Magnetisierung in Richtung  $\vec{M}_0$ . Die Anisotropie von  $\mu(\vec{M})$  bezogen auf  $\vec{M}_0$  wird durch  $\Delta\mu(\vec{M})$  beschrieben. Der Leitwert in Gl. 9.16 hängt folglich nicht nur von der Temperatur und der Magnetfeldstärke, sondern auch von der Magnetisierungsrichtung des Materials ab. Es wird weiter angenommen, dass die charakteristische Temperatur eine Funktion der Energie ist, die sich unter Berücksichtigung von Gl. 9.17 in Anlehnung an [173] folgendermaßen darstellen lässt:

$$T_\sigma(E) = T_0 \left( \mu(\vec{M}_0) + \Delta\mu(\vec{M}) + \frac{1}{2} g \mu_B B_r \sigma \right) \quad (9.18)$$

$$\propto \left[ E_m - \left( \mu(\vec{M}_0) + \Delta\mu(\vec{M}) + \frac{1}{2} g \mu_B B_r \sigma \right) \right]^{\beta d} \quad (9.19)$$



Hier bezeichnet  $E_m$  die Mobilitätskante,  $\frac{1}{2}g\mu_B B_r$  die Zeeman-Energie und  $\mu(\vec{M}_0) + \Delta\mu(\vec{M})$  das anisotrope chemische Potential der freien Ladungsträger. Unter der Voraussetzung  $\vec{M} \parallel \vec{B}$  kann in den Gleichungen 9.16 bis 9.19 die Magnetisierungsrichtung  $\vec{M}$  durch die Magnetfeldrichtung  $B_\varphi$  ausgedrückt werden, um einen direkten Bezug zu den Messdaten zu schaffen.

Der entscheidende Unterschied von diesem Modell zu dem in [43] beschriebenen Mechanismus ist, dass die Anisotropie des chemischen Potentials  $\Delta\mu(\vec{M})$  den SET nicht im Sinne einer elektrostatischen Gate-Spannung beeinflusst, sondern dass sie in die charakteristische Temperatur  $T_\sigma$  eingeht. Im VRH-Modell ist  $T_\sigma$  einer der Fitparameter und repräsentiert damit spezielle Eigenschaften der Lokalisierung der untersuchten Probe. Im Fall der NC-Proben sind diese eng mit der intrinsischen SET-Struktur der untersuchten Probe verknüpft. In diesem Bild wirkt sich  $\Delta\mu(\vec{M})$  auf reversible Art und Weise direkt auf die intrinsische SET-Struktur der NC-Probe aus. Interpretiert man die Lokalisierung anschaulich als lokale Potentialfluktuationen, die ursächlich für die intrinsische SET-Struktur im Bereich des NC verantwortlich sind, dann verändert sich mit  $\Delta\mu(\vec{M})$  die Höhe und möglicherweise auch die Breite der Potentialbarriere. Dies beeinflusst sowohl die kapazitive Kopplung als auch den Tunnelwiderstand zwischen den Zuleitungen und der isolierten Insel der SET-Struktur. Der nach [43] erwartete direkte Zusammenhang zwischen den beiden Parametern  $V_G$  und  $B_\varphi$  wäre demnach nicht vorhanden. Ganz im Gegenteil, solange die intrinsische Struktur des NC nicht durch  $V_G$  verändert wird, sollte die  $B_\varphi$ -abhängige Transportcharakteristik sogar annähernd unabhängig von  $V_G$  sein, was durch die in Abbildung 9.6 gezeigten Messdaten bestätigt wird. Die zuvor beschriebenen Veränderungen von Form und Größe einzelner CD innerhalb der in Abb. 9.7 gezeigten Messreihe ließen sich ebenfalls durch Modifikationen im Bereich der intrinsischen SET-Struktur plausibel erklären.

Für eine grobe Abschätzung der Größe von  $\Delta\mu(\vec{M})$  bietet sich der Vergleich mit  $R(B_r)$  an, da im alternativen Modell die Magnetfeldstärke die Transporteigenschaften der NC-Probe auf die gleiche Art und Weise beeinflusst wie die Anisotropie des chemischen Potentials der freien Ladungsträger. Der in Abb. 9.1 gezeigte Verlauf von  $R(B_r)$  beginnt bei extrem hohen Werten, wie sie im Bereich von Coulomb-Blockade auftreten, und nimmt mit steigender Magnetfeldstärke mit  $R \sim B_r^{-2}$  ab. Für  $B_r \gtrsim 10\text{ T}$  nähert sich  $R(B_r)$  einer unteren Grenze an, die sequentiellen Einzel-Elektronen-Transport vermuten lässt. Im konkreten Fall konnte durch eine Zeeman-Energie von ca. 0,5 meV die SET-Struktur derart verändert werden, dass die Effekte durch Coulomb-Blockade und Einzel-Elektronen-Transport beinahe vollständig unterdrückt wurden und nur noch im Bereich sehr kleiner Bias-Spannungen beobachtet werden konnten. Der CBAMR-Effekt ist in der Lage, die Transportcharakteristik der Probe ähnlich stark zu beeinflussen wie  $B_r$ . Nimmt man die zuvor abgeschätzte Zeeman-Energie als Maßstab, dann sollte die Anisotropie des chemischen Potentials folglich in einem ähnlichen Energiebereich liegen. Ein Wert von  $\Delta\mu(\vec{M}) \approx 0,5\text{ meV}$  wäre zudem konsistent mit den zuvor erwähnten theoretischen Berechnungen aus [43] (siehe auch Kapitel 3.5.2). Das hier vorgestellte, alternative Modell könnte die Be-

obachtungen der in diesem Abschnitt vorgestellten Messreihen zumindest prinzipiell erklären, ohne dazu unrealistisch große Werte von  $\Delta\mu(\vec{M})$  heranziehen zu müssen.

# 10 Zusammenfassung

Die vorgelegte Arbeit wurde motiviert durch die Veröffentlichungen von Schlapps et al. [37] und Wunderlich et al. [43]. Diese haben gezeigt, dass (Ga,Mn)As-Proben, die eine einfache, nanostrukturierte Engstelle in ihrem Strompfad besitzen, eine intrinsische SET-Struktur aufweisen, sodass Transport im Coulomb-Blockade (CB) -Regime beobachtet werden kann. Die dabei zutage tretende Transportcharakteristik ist sehr komplex und konnte bislang nicht im Detail analysiert werden. Es wird vermutet, dass sich mehrere isolierte Inseln im Bereich der Engstelle zwischen den beiden Zuleitungen befinden könnten, da sich der Strompfad der untersuchten Proben von der Engstelle aus nur langsam in Richtung der Zuleitungen verbreitert. Die zusätzlichen Inseln in diesem Bereich könnten ebenfalls zum Stromtransport beitragen und dadurch die Transportcharakteristik solcher Proben besonders komplex erscheinen lassen. Schlapps et al. gelang es, den Verlauf des temperaturabhängigen Leitwerts ihrer Probe mit einem für granulare Metalle entwickelten Modell zu beschreiben, und damit die Anzahl der Inseln im Bereich der Einengung abzuschätzen [37]. Bei der von ihnen untersuchten Probe waren demnach zwei Inseln am Transport durch die Engstelle beteiligt.

Eines der Ziele dieser Arbeit war es, durch fortgesetzte Miniaturisierung und präzise Definition der Verengung die Anzahl der am Transport beteiligten Inseln zu kontrollieren. Gelänge es, die Anzahl der Inseln auf nur eine einzige zu reduzieren, so würde man dadurch einen einfacheren Zugang zu den Details der Transportcharakteristik erwarten. In diesem Zusammenhang wurden mehrere Ansätze für die elektronenstrahlolithographische Definition der Engstelle evaluiert. Diese zielten nicht nur darauf ab, eine möglichst geringe Breite der Engstelle zu realisieren, sondern gleichzeitig auch darauf, den Übergangsbereich zwischen der Engstelle und den Zuleitungen so klein wie möglich zu halten. Die lithographischen Gestaltungsmöglichkeiten sind dabei allerdings stark eingeschränkt, da die angestrebten Abmessungen der Engstelle bereits in den Bereich der minimalen Linienbreite der Elektronenstrahlolithographie fallen. Für die Definition einer Engstelle sind zudem mindestens zwei Linien notwendig, die sich gegenseitig beeinflussen. Der dabei auftretende Inter-Proximity-Effekt führt zu weiteren Einschränkungen, die sogar noch deutlich über die der minimalen Linienbreite hinausgehen. Durch die Kombination von Positiv- und Negativ-Belichtung in einer zweistufigen Prozessführung ist es gelungen, die Einschränkungen, die bei einer einfachen Belichtung durch den Proximity-Effekt entstehen würden, aufzuheben. Das Ergebnis ist ein äußerst robuster Prozess, bei dem die Breite und die Länge der Engstelle unabhängig voneinander in zwei getrennten Belichtungsschritten definiert werden können. Die so gefertigten Proben bestehen

typischerweise aus zwei Zuleitungen ( $> 1 \mu\text{m}$ ), die über eine ca. 20 nm breite Kontaktstelle miteinander verbunden sind. Der Übergang von der Kontaktstelle zu den Zuleitungen erfolgt in der Regel auf einer Distanz von weniger als 5 nm, sodass in diesem Bereich kein Platz für zusätzliche Inseln vorhanden ist. Um den Unterschied zwischen diesen Proben und solchen mit einer graduell verlaufenden Einschnürung auch sprachlich zu betonen, wurden die in dieser Arbeit gefertigten Strukturen als Nanokontakte bezeichnet.

Dank der robusten Prozessführung konnten viele vergleichbare Proben hergestellt werden, an denen der Einfluss von Länge und Breite des Nanokontakts auf das Transportverhalten untersucht werden konnte. Daraus geht hervor, dass die Länge der Nanokontakte verglichen mit deren Breite nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die NC-Proben lassen sich nach ihrem Transportverhalten bei tiefen Temperaturen in drei Gruppen einteilen, wobei ein tendenzieller Zusammenhang zwischen den Transporteigenschaften und der Breite des Nanokontakts festgestellt werden konnte: Nanokontakte mit einer Breite unter 15 nm sind nach der Fertigstellung fast ausschließlich stark isolierend; NC mit einer Breite zwischen 15 nm und 25 nm zeigen dagegen Transport im CB-Regime, während Proben mit NC-Breiten über 25 nm in der Regel näherungsweise ohmsches Verhalten erkennen lassen. Die Grenzen der hier angegebenen Einteilung variieren von Probensatz zu Probensatz und dürfen deshalb nur als grobe Richtwerte angesehen werden. Betrachtet man die Ergebnisse aus den ebenfalls durchgeführten Annealing-Experimenten, dann muss ein direkter Zusammenhang zwischen der NC-Geometrie und dem Transportverhalten allerdings grundsätzlich in Frage gestellt werden. Bei den Annealing-Experimenten wurden NC-Proben nach ihrer Fertigstellung bei einer Temperatur von 150 °C für 1 – 3 h an Luft ausgeheizt. Dadurch konnte die Transportcharakteristik der Proben systematisch in Richtung ohmsches Verhalten verschoben werden, ohne dabei die NC-Geometrie zu verändern. Proben, die zum Beispiel direkt nach der Fertigstellung ein Transportverhalten im CB-Regime an der Grenze zu stark isolierendem Verhalten erkennen ließen, wiesen nach einer entsprechenden Temperaturbehandlung eine annähernd ohmsche Transportcharakteristik auf. Damit konnte gezeigt werden, dass die Transportcharakteristik der NC-Proben nicht alleine durch deren NC-Geometrie, sondern auch entscheidend durch die Eigenschaften des zugrundeliegenden Probenmaterials geprägt wird.

Die Modellvorstellung, die sich davon ableitet, basiert auf dem Bild der Anderson-Lokalisierung, wonach sich abhängig von der Unordnung in einem System Lokalisierungs-Effekte ausbilden können. Diese treten im Fall der NC-Proben besonders deutlich hervor, da der Strompfad am NC sehr stark eingeschränkt ist, wodurch die konkrete Defektstellenkonfiguration und die damit verbundenen Lokalisierungseffekte in diesem Bereich überproportional an Bedeutung gewinnen. Unter „günstigen“ Umständen kann aus dieser Kombination eine intrinsische Einzel-Elektronen-Transistor (SET)-Struktur entstehen, die zu den beobachteten CB-Effekten führt. Durch die zuvor angesprochene Temperaturbehandlung wird ein Teil der Gitterfehler, die während des Wachstums bzw. durch die Nanostrukturierung in

das Material eingebracht wurden, ausgeheilt. Mit den Gitterfehlern reduziert sich auch die Unordnung im Material, was nach dem Modell der Anderson-Lokalisierung mit einer Abnahme der Ladungsträgerlokalisierung einhergeht. Die Temperaturbehandlung zerstört damit die Grundlage der intrinsischen SET-Struktur, was sich durch den Übergang von Transport im CB-Regime hin zu ohmschen Verhalten widerspiegelt. Die anfänglich aufgestellte Hypothese, die intrinsische SET-Struktur bzw. die Anzahl der am Transport beteiligten Inseln könne alleine durch fortgesetzte Miniaturisierung kontrolliert werden, muss folglich verworfen werden.

Die Transportcharakteristiken der in [37] und [43] untersuchten Proben zeigten ein sehr unregelmäßiges Muster aus unterschiedlich geformten Coulomb-Diamanten (CD), welches allerdings wegen ihrer Komplexität im Detail nicht weiter analysiert wurde. Verglichen damit, konnten im Rahmen der aktuellen Arbeit durch konsequente Automatisierung der Messdatenakquise und fortgesetzte Optimierung der Messtechnik deutlich besser aufgelöste Datensätze aufgenommen werden. Diese zeigten zwar ein ähnlich komplexes Bild wie die früheren Messungen, konnten aber dank der höheren Auflösung im Detail analysiert werden. Dabei hat sich gezeigt, dass das unregelmäßige Muster aus CD teilweise auf diskontinuierliche Gate-Sprünge zurückgeführt werden kann. Es wurde versucht, durch Verbesserungen bei der Probenherstellung mögliche Störquellen, die zu den beobachteten Gate-Sprüngen führen könnten, zu eliminieren. Obwohl die vermuteten Störquellen beseitigt wurden, konnte damit keine signifikante Verbesserung in Bezug auf die Gate-Sprung-Problematik erzielt werden. Deshalb wurde eine Methode entwickelt, mit der die Gate-Sprünge nachträglich aus dem Datensatz entfernt werden können. Dies ist teilweise sehr gut gelungen, sodass die Analyse der Transportcharakteristik an einem rekonstruierten Datensatz ohne Gate-Sprünge fortgesetzt werden konnte.

Der rekonstruierte Datensatz zeigt zwar noch immer ein unregelmäßiges Muster aus verschiedenen großen CD, besitzt aber einen ungestörten Zusammenhang zwischen  $V_b$  und  $V_G$ , sodass daraus wichtige probenspezifische Parameter extrahiert werden können. In den Kapiteln 8.2 bis 8.5 wurden anhand dieser Parameter verschiedene Modelle zur Beschreibung des Transportverhaltens getestet. Das klassische orthodoxe Modell lieferte teilweise eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation. Diese beschränkte sich allerdings auf den Bereich des CD, an dem die Simulationsparameter abgelesen wurden. Das orthodoxe Modell scheiterte vor allem daran, das unregelmäßige Muster aus verschiedenen großen CD nachzubilden.

Aus den Messdaten ließ sich noch ein zweiter, unabhängiger Satz von Simulationsparametern extrahieren. Deshalb wurde im nächsten Schritt als Erweiterung zum klassischen orthodoxen Modell ein Modell bestehend aus zwei unabhängigen, parallel geschalteten Einzel-Elektronen-Transistoren getestet. Beide SET wurden dabei wiederum durch das klassische orthodoxe Modell beschrieben. Mit diesem Modell gelang es, nicht nur innerhalb eines CD eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung zu erzielen, sondern auch ein unregelmäßiges Muster aus verschiedenen großen CD zu erzeugen. Der Vergleich mit den Messdaten zeigte allerdings, dass das Modell zu viele CD hervorbrachte, und dass auch das unregelmäßige Muster

zwar ähnlich zu dem der Messung war, aber trotzdem signifikante Abweichungen erkennen ließ. Der Versuch, den NC durch zwei parallel geschaltete SET-Strukturen zu beschreiben, weist zwar eindeutig in die richtige Richtung, ist insgesamt allerdings zu einfach, um die beobachtete Transportcharakteristik zufriedenstellend zu beschreiben.

Bessere Ergebnisse konnten mit einem speziellen Double-Dot (DD)-Modell erzielt werden. Dieses beschreibt den NC durch ein System aus zwei Quantenpunkten (QP), wobei jeder QP nur einen spinentarteten Zustand besitzt. Insgesamt kann der DD also vier Ladungsträger aufnehmen. Mit diesem Modell ist es gelungen, das unregelmäßige Muster der CD des rekonstruierten Datensatzes abgesehen von kleinen Details sehr gut nachzubilden. Das DD-Modell konnte zudem auf ein spinabhängiges Zwei-Kanal-Modell erweitert werden, bei dem die Spinartung der Energieniveaus der beiden Quantenpunkte aufgehoben ist. Berücksichtigt man zusätzlich eine Spinpolarisation der freien Ladungsträger in den Zuleitungen, wie sie im Fall des ferromagnetischen (Ga,Mn)As sicherlich vorliegt, so ergeben sich daraus mehrere spinabhängige Transportphänomene wie zum Beispiel Bereiche mit negativem differentiellen Leitwert und solche, in denen der Transport für Ladungsträger einer bestimmten Spinorientierung blockiert ist. Mit dem erweiterten DD-Modell wurde insgesamt die beste Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den simulierten Daten erreicht. Einige Details, die das einfache DD-Modell nicht korrekt beschreibt, können anhand des erweiterten DD-Modells konsistent erklärt werden.

Die Modellbildung wurde exemplarisch anhand einer NC-Probe demonstriert, kann aber vermutlich auch auf andere übertragen werden. Da jede NC-Probe ihre eigene, nicht kontrollierbare intrinsische Struktur besitzt, deckt das vorgestellte DD-Modell allerdings nur eine von mehreren Möglichkeiten ab. Der Ansatz, den Transport in einem Zwei-Kanal-Modell zu beschreiben, mit dem die Spinpolarisation der freien Ladungsträger in den Zuleitungen berücksichtigt werden kann, scheint allerdings unabhängig von der intrinsischen Struktur der NC-Probe sinnvoll zu sein. Ausgehend davon sollte es künftig möglich sein, weitere Details der Transportcharakteristik der NC-Proben entschlüsseln zu können.

In Kapitel 9 wurden Messergebnisse präsentiert, die den Einfluss eines externen Magnetfeldes auf die Transportcharakteristik der NC-Proben näher beleuchten. Dabei konnte zum einen der extrem große negative Magnetwiderstands-Effekt, der im Bereich des Einzel-Elektronen-Transports beobachtet wird, durch ein spinabhängiges Zwei-Kanal-Modell für ein System unter Anderson-Lokalisierung beschrieben werden. Darüber hinaus wurde auch der Einfluss der Magnetisierungsrichtung der Probe untersucht. Die Interpretation dieser Messergebnisse im Bilde des CBAMR-Effekts nach [43] ließ berechtigte Zweifel aufkommen, ob der zugrunde gelegte Mechanismus des CBAMR-Effekts im Fall der (Ga,Mn)As NC-Proben die Beobachtungen tatsächlich erklären kann. Aus diesem Grund wurde ausgehend von der Beschreibung des negativen Magnetwiderstands-Effekts ein alternatives Modell vorgeschlagen, welches in der Lage ist, die Beobachtungen besser zu beschreiben.

# A Anhang

## A.1 Arbeitsplan

### Grundmaterial vorbereiten

ID	Beschreibung	Parameter
1.1	Schutzlack	S1813, Spin-Coating 1000/5/60 bake 90 °C 5 m
1.2	Ga von Wafer-Rückseite entfernen	$HCl : H_2O = 1 : 1$ mind. 15 m bis alle Rückstände entfernt sind ( $> 15$ m)
1.3	Wafer vereinzeln	Diamantritzer, $6 \times 6 \text{ mm}^2$
1.4	Standardreinigung	Aceton, 5 m Ultraschall (US) Aceton, 1 m Isopropanol, 30 s Trocknen mit $N_2$
1.5	optische Kontrolle	Lichtmikroskop
1.6	elektrische Kontrolle	Spitzenmessplatz: (an zwei Ecken) 2P-Messung, $V_b = 5 \text{ mV}$

## Kontakte

ID	Beschreibung	Parameter
2.1	Belaken	AZ5214E, Spin-Coating 6000/0/30 bake 100 °C 60 s
2.2	Flutbelichten ohne Maske	1 s reversial bake, 120 °C, 120 s
2.3	Belichten mit Maske #47 (original)	23 s (Kontakte)
2.4	Entwickeln	AZ 351B : H <sub>2</sub> O = 1 : 4, 3 m Spülen in DI-Wasser > 60 s
2.5	optische Kontrolle	Lichtmikroskop
2.6	Ti/Au themisch aufdampfen	Sputterätzen (Ar-Ionen), 2 kV, 30 mA, 60 s Ti: 10 nm Au: 90 nm
2.7	Liftoff	Aceton, 90 °C, 10 m Aceton, US 5 s optische Kontrolle in Propanol falls ok, dann Spülen in Propanol Trocknen mit N <sub>2</sub>
2.8	optische Kontrolle	Lichtmikroskop
2.9	elektrische Kontrolle	Spitzenmessplatz: (3-5 Strukturen) 2P-Messung, $V_b = 5$ mV



## Alignmentmarken

ID	Beschreibung	Parameter
3.1	Belaken	PMMA 200 K, 3,5 % Spin-Coating: 1.) 3000/0/5 2.) 8000/9/30 bake 150 °C 8 m
3.2	Belichten am REM	EHT: 30 KV Blende: 20 $\mu\text{m}$ Flächendosis: 400 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
3.3	Entwickeln	Propanol, 20 s MIBK, 5 s Propanol, 20 s Trocknen mit $N_2$
3.4	optische Kontrolle	Lichtmikroskop
3.5	Ti/Au themisch aufdampfen	Sputterätzen (Ar-Ionen), 2 kV, 30 mA, 60 s Ti: 10 nm Au: 90 nm
3.6	Liftoff	Aceton, 90 °C, 10 m Aceton, US 5 s optische Kontrolle in Propanol falls ok, dann Spülen in Propanol Trocknen mit $N_2$
3.7	optische Kontrolle	Lichtmikroskop

## Nanostrukturierung

ID	Beschreibung	Parameter
4.1	Standardreinigung	Aceton, 5 m Ultraschall (US) Aceton, 1 m Isopropanol, 30 s Trocknen mit $N_2$
4.2	Belacken	PMMA 50 K, 3 % Spin-Coating: 1.) 3000/0/5 2.) 8000/9/30 bake 150 °C 6 m
4.3	Belichten (negativ)	EHT: 30 KV Blende: 20 $\mu\text{m}$ Liniendosis: 40.000 - 60.000 pC/cm zweistufiges, maskiertes Alignment
4.4	Entwickeln	Aceton, 40 s Isopropanol, 20 s Trocknen mit $N_2$
4.5	Belacken	PMMA 200 K, 3,5 % Spin-Coating: 1.) 3000/0/5 2.) 8000/9/30 bake 150 °C 8 m
4.6	Belichten (negativ)	EHT: 30 KV Blende: 20 $\mu\text{m}$ Liniendosis: 1.200 - 2.000 pC/cm Flächendosis: 325 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ zweistufiges, maskiertes Alignment
4.7	Entwickeln	Propanol, 20 s MIBK, 5 s Propanol, 20 s Trocknen mit $N_2$
4.8	Strukturübertrag durch Ätzen	CAIBE, Rezept #8 9 % Cl, 10 % Ar, 30 s
4.9	Reinigen	DMSO, US 5 min Isopropanol, US 5 m Trocknen mit $N_2$

**Mesa**

ID	Beschreibung	Parameter
5.1	Belacken	S1805, Spin-Coating 4500/0/30 bake 90 °C 2 m
5.2	Belichten mit Maske #47	60 s (Mesa)
5.3	Entwickeln	AR 300-26 (NaOH) : H <sub>2</sub> O = 1 : 3, 35 s Spülen in DI-Wasser > 60 s
5.4	Strukturübertrag durch Ätzen	CAIBE, Rezept #8 9 % Cl, 10 % Ar, 30 s
5.5	Reinigen	DMSO, US 5 min Isopropanol, US 5 m Trocknen mit N <sub>2</sub>
5.6	O <sub>2</sub> -Plasma-Reinigung	2 x 30 s, Leistung = 2 %, O <sub>2</sub> -Druck = 2 mBar
5.7	optische Kontrolle	REM-Bilder von allen NC-Strukturen
5.8	Reinigen	DMSO, US 5 min Isopropanol, US 5 m Methanol, 1 m Trocknen mit N <sub>2</sub>
5.9	O <sub>2</sub> -Plasma-Reinigung	1 x 30 s, Leistung = 2 %, O <sub>2</sub> -Druck = 2 mBar

## Topgate

ID	Beschreibung	Parameter
6.1	Gateoxid	verschiedene Prozessvarianten (siehe Tabelle Prozessvariationen)
6.2	Belaken	AZ5214E, Spin-Coating 6000/0/30 bake 100 °C 60 s
6.3	Flutbelichten ohne Maske	1 s reversial bake, 120 °C, 120 s
6.4	Belichten mit Maske #47 (original)	23 s (Topgate)
6.5	Entwickeln	AZ Developer, 3 m Spülen in DI-Wasser > 60 s
6.6	optische Kontrolle	Lichtmikroskop
6.7	Ti/Au themisch aufdampfen	Sputterätzen (Ar-Ionen), 2 kV, 30 mA, 60 s Ti: 10 nm Au: 90 nm
6.8	Liftoff	Aceton, 90 °C, 10 m Aceton, US 5 s optische Kontrolle in Propanol falls ok, dann Spülen in Propanol Trocknen mit $N_2$

## Kontakte Freilegen

ID	Beschreibung	Parameter
7.1	Belacken	S1813, Spin-Coating 4500/0/30 bake 90 °C 4 m
7.2	Belichten mit Maske #47	90 s (Kontakte)
7.3	Entwickeln	AR 300-26 (NaOH) : H <sub>2</sub> O = 1 : 3, 80 s Spülen in DI-Wasser > 60 s
7.4	Kontakte freiätzen	CAIBE, Rezept #21 15 % Ar, 4 x 1 m + 3 x 3 m Pause
7.5	Reinigen	DMSO, US 5 min Isopropanol, US 5 m Trocknen mit N <sub>2</sub>
7.6	elektrische Kontrolle	Spitzenmessplatz: (alle Strukturen) 2P-Messung, V <sub>b</sub> = 5 mV

## Fertigstellung

ID	Beschreibung	Parameter
8.1	Schutzlack	S1813, Spin-Coating 1000/5/60 bake 90 °C 5 m
8.2	Probe Vierteilen	Diamantritzer, Probenviertel A, B, C, D
8.3	Standardreinigung	Aceton, 5 m Ultraschall (US) Aceton, 1 m Isopropanol, 30 s Trocknen mit N <sub>2</sub>
8.4	Montage in Chipcarrier	Einkleben mit PMMA bake 60 °C 30 s Lagern in einer ESD-sicheren Probenschachtel
8.5	Bonden	Au-Bonder 3-4 NC-Strukturen + Referenz umbonden möglich

## Prozessvariationen: Wachstum Gateoxid

Var	Beschreibung	Parameter
A	A <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Wachstum in ALD	100 °C, 20 nm, 60 s purgetime
B	A <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Wachstum in ALD	80 °C, 30 nm, 60 s purgetime
C	SiO <sub>2</sub> -Seedlayer	PECVD, 150 °C, 2 x 10 s
	A <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Wachstum in ALD	90 °C, 10 nm, 60 s purgetime
	A <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Wachstum in ALD	150 °C, 30 nm, 60 s purgetime
D	SiO <sub>2</sub> -Seedlayer	PECVD, 150 °C, 2 x 10 s
	A <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -Wachstum in ALD	90 °C, 20 nm, 60 s purgetime
E	HfO-Wachstum in ALD	100 °C, 10 nm, 60 s purgetime
		150 °C, 40 nm, 20 s purgetime

Proben-ID	Gateoxid
C081203A__S09	A
C081203A__S14	A
C081203A__S19	A
C110308A__S03	-
C110308A__S04	C
C110308B__S04	D
C110308B__S05	E
C110308B__S08	B

# Literaturverzeichnis

- [1] GRÜNBERG, P.; SCHREIBER, R.; PANG, Y.; WALZ, U.; BRODSKY, M.B.; SOWERS, H. Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers. *Journal of Applied Physics*, 61, (1987), 3750. doi:10.1063/1.338656
- [2] BAIBICH, M.N.; BROTO, J.M.; FERT, A.; VAN DAU, F.N.; PETROFF, F. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Physical Review Letters*, 61, (1988), 2472–2475. doi:10.1103/PhysRevLett.61.2472
- [3] PRINZ, G.A. Magnetoelectronics. *Science*, 282, (1998), 1660–1663. doi:10.1126/science.282.5394.1660
- [4] FERT, A. Nobel Lecture: Origin, development, and future of spintronics. *Reviews of Modern Physics*, 80, (2008), 1517–1530. doi:10.1103/RevModPhys.80.1517
- [5] WOLF, S.A.; AWSCHALOM, D.D.; BUHRMAN, R.A.; DAUGHTON, J.M.; VON MOLNÁR, S.; ROUKES, M.L.; CHTCHELKANOVA, A.Y.; TREGER, D.M. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future. *Science (New York, N.Y.)*, 294, (2001), 1488–95. doi:10.1126/science.1065389
- [6] ŽUTIĆ, I.; DAS SARMA, S. Spintronics: Fundamentals and applications. *Reviews of Modern Physics*, 76, (2004), 323–410. doi:10.1103/RevModPhys.76.323
- [7] ZUTIC, I.; FABIAN, J.; ERWIN, S.C. Bipolar spintronics: Fundamentals and applications. *IBM Journal of Research and Development*, 50, (2006), 121–139. doi:10.1147/rd.501.0121
- [8] COTTET, A.; KONTOS, T.; SAHOO, S.; MAN, H.T.; CHOI, M.S.; BELZIG, W.; BRUDER, C.; MORPURGO, A.F.; SCHÖNENBERGER, C. Nanospintronics with carbon nanotubes. *Semiconductor Science and Technology*, 21, (2006), S78–S95. doi:10.1088/0268-1242/21/11/S11
- [9] FABIAN, J.; MATOS-ABIAGUE, A.; ERTLER, C.; STANO, P.; ZUTIC, I. Semiconductor Spintronics. *Acta Physica Slovaca*, 57, (2007), 565–907
- [10] AWSCHALOM, D.D.; FLATTÉ, M.E. Challenges for semiconductor spintronics. *Nature Physics*, 3, (2007), 153–159. doi:10.1038/nphys551
- [11] SENEOR, P.; BERNAND-MANTEL, A.; PETROFF, F. Nanospintronics: when spintronics meets single electron physics. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19, (2007), 165222. doi:10.1088/0953-8984/19/16/165222

- [12] BOGANI, L.; WERNSDORFER, W. Molecular spintronics using single-molecule magnets. *Nature materials*, 7, (2008), 179–86. doi:10.1038/nmat2133
- [13] AWSCHALOM, D.; SAMARTH, N. Spintronics without magnetism. *Physics*, 2, (2009), 50. doi:10.1103/Physics.2.50
- [14] OHNO, H. A window on the future of spintronics. *Nature materials*, 9, (2010), 952–4. doi:10.1038/nmat2913
- [15] BADER, S.; PARKIN, S. Spintronics. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, 1, (2010), 71–88. doi:10.1146/annurev-conmatphys-070909-104123
- [16] SANVITO, S. Molecular spintronics. *Chemical Society reviews*, 40, (2011), 3336–55. doi:10.1039/c1cs15047b
- [17] MAASSEN, J.; JI, W.; GUO, H. Graphene spintronics: the role of ferromagnetic electrodes. *Nano letters*, 11, (2011), 151–5. doi:10.1021/nl1031919
- [18] PESIN, D.; MACDONALD, A.H. Spintronics and pseudospintronics in graphene and topological insulators. *Nature materials*, 11, (2012), 409–16. doi:10.1038/nmat3305
- [19] JANSEN, R. Silicon spintronics. *Nature materials*, 11, (2012), 400–8. doi:10.1038/nmat3293
- [20] FURDYNA, J.K. Diluted magnetic semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 64, (1988), R29. doi:10.1063/1.341700
- [21] OHNO, H. Making Nonmagnetic Semiconductors Ferromagnetic. *Science*, 281, (1998), 951–956. doi:10.1126/science.281.5379.951
- [22] MUNEKATA, H.; OHNO, H.; VON MOLNAR, S.; SEGMÜLLER, A.; CHANG, L.; ESAKI, L. Diluted magnetic III-V semiconductors. *Physical Review Letters*, 63, (1989), 1849–1852. doi:10.1103/PhysRevLett.63.1849
- [23] OHNO, H.; MUNEKATA, H.; PENNEY, T.; VON MOLNÁR, S.; CHANG, L. Magnetotransport properties of p-type (In,Mn)As diluted magnetic III-V semiconductors. *Physical Review Letters*, 68, (1992), 2664–2667. doi:10.1103/PhysRevLett.68.2664
- [24] OHNO, H.; CHIBA, D.; MATSUKURA, F.; OMIYA, T.; ABE, E.; DIETL, T.; OHNO, Y.; OHTANI, K. Electric-field control of ferromagnetism. *Nature*, 408, (2000), 944–6. doi:10.1038/35050040
- [25] CHIBA, D.; YAMANOUCHI, M.; MATSUKURA, F.; OHNO, H. Electrical manipulation of magnetization reversal in a ferromagnetic semiconductor. *Science (New York, N.Y.)*, 301, (2003), 943–5. doi:10.1126/science.1086608
- [26] CHIBA, D.; SAWICKI, M.; NISHITANI, Y.; NAKATANI, Y.; MATSUKURA, F.; OHNO, H. Magnetization vector manipulation by electric fields. *Nature*, 455, (2008), 515–8. doi:10.1038/nature07318



- [27] DIETL, T.; HAURY, A.; MERLE D'AUBIGNÉ, Y. Free carrier-induced ferromagnetism in structures of diluted magnetic semiconductors. *Physical Review B*, 55, (1997), R3347–R3350. doi:10.1103/PhysRevB.55.R3347
- [28] DIETL, T. Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors. *Physical Review B*, 63, (2001), 195205. doi:10.1103/PhysRevB.63.195205
- [29] OHNO, H.; SHEN, A.; MATSUKURA, F.; OIWA, A.; ENDO, A.; KATSUMOTO, S.; IYE, Y. (Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs. *Applied Physics Letters*, 69, (1996), 363. doi:10.1063/1.118061
- [30] VAN ESCH, A.; DE BOECK, J.; VERBANCK, G.; VAN STEENBERGEN, A.S.; WELLMANN, P.J.; GRIETENS, B.; BOGAERTS, R.; HERLACH, F.; BORGHS, G. Interplay between the magnetic and transport properties in the III-V diluted magnetic semiconductor  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . *Physical Review B*, 56, (1997), 13103–13112. doi:10.1103/PhysRevB.56.13103
- [31] OHNO, H.; MATSUKURA, F. A ferromagnetic III–V semiconductor: (Ga,Mn)As. *Solid State Communications*, 117, (2001), 179–186. doi:10.1016/S0038-1098(00)00436-1
- [32] DIETL, T. Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors. *Science*, 287, (2000), 1019–1022. doi:10.1126/science.287.5455.1019
- [33] JUNGWIRTH, T.; MAŠEK, J.; KUČERA, J.; MACDONALD, A.H. Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors. *Reviews of Modern Physics*, 78, (2006), 809–864. doi:10.1103/RevModPhys.78.809
- [34] DIETL, T. A ten-year perspective on dilute magnetic semiconductors and oxides. *Nature materials*, 9, (2010), 965–74. doi:10.1038/nmat2898
- [35] JUNGWIRTH, T.; WUNDERLICH, J.; NOVAK, V.; OLEJNIK, K.; GALLAGHER, B.L.; CAMPION, R.P.; EDMONDS, K.W.; RUSHFORTH, A.W.; FERGUSON, A.J.; NEMEC, P. Spin-dependent phenomena and device concepts explored in (Ga,Mn)As, (2013), 1–43. arXiv: 1310.1944
- [36] RÜSTER, C.; BORZENKO, T.; GOULD, C.; SCHMIDT, G.; MOLENKAMP, L.; LIU, X.; WOJTOWICZ, T.; FURDYNA, J.; YU, Z.; FLATTÉ, M. Very Large Magnetoresistance in Lateral Ferromagnetic (Ga,Mn)As Wires with Nanoconstrictions. *Physical Review Letters*, 91, (2003), 216602. doi:10.1103/PhysRevLett.91.216602
- [37] SCHLAPPS, M.; LERMER, T.; GEISSLER, S.; NEUMAIER, D.; SADOWSKI, J.; SCHUH, D.; WEGSCHEIDER, W.; WEISS, D. Transport through (Ga,Mn)As nanoislands: Coulomb blockade and temperature dependence of the conductance. *Physical Review B*, 80, (2009), 125330. doi:10.1103/PhysRevB.80.125330

- [38] GIDDINGS, A.; KHALID, M.; JUNGWIRTH, T.; WUNDERLICH, J.; YASIN, S.; CAMPION, R.; EDMONDS, K.; SINOVA, J.; ITO, K.; WANG, K.Y.; WILLIAMS, D.; GALLAGHER, B.; FOXON, C. Large Tunneling Anisotropic Magnetoresistance in (Ga,Mn)As Nanoconstrictions. *Physical Review Letters*, 94, (2005), 127202. doi:10.1103/PhysRevLett.94.127202
- [39] SCHLAPPS, M.; DOEPPE, M.; WAGNER, K.; REINWALD, M.; WEGSCHEIDER, W.; WEISS, D. Transport through (Ga,Mn)As nanoconstrictions. *physica status solidi (a)*, 203, (2006), 3597–3601. doi:10.1002/pssa.200622388
- [40] GOULD, C.; RÜSTER, C.; JUNGWIRTH, T.; GIRGIS, E.; SCHOTT, G.; GI-RAUD, R.; BRUNNER, K.; SCHMIDT, G.; MOLENKAMP, L. Tunneling Anisotropic Magnetoresistance: A Spin-Valve-Like Tunnel Magnetoresistance Using a Single Magnetic Layer. *Physical Review Letters*, 93, (2004), 117203. doi:10.1103/PhysRevLett.93.117203
- [41] CIORGA, M.; SCHLAPPS, M.; EINWANGER, A.; GEISSLER, S.; SADOWSKI, J.; WEGSCHEIDER, W.; WEISS, D. TAMR effect in (Ga,Mn)As-based tunnel structures. *New Journal of Physics*, 9, (2007), 351–351. doi:10.1088/1367-2630/9/9/351
- [42] RÜSTER, C.; GOULD, C.; JUNGWIRTH, T.; SINOVA, J.; SCHOTT, G.; GI-RAUD, R.; BRUNNER, K.; SCHMIDT, G.; MOLENKAMP, L. Very Large Tunneling Anisotropic Magnetoresistance of a (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As Stack. *Physical Review Letters*, 94, (2005), 027203. doi:10.1103/PhysRevLett.94.027203
- [43] WUNDERLICH, J.; JUNGWIRTH, T.; KAESTNER, B.; IRVINE, A.; SHICK, A.; STONE, N.; WANG, K.Y.; RANA, U.; GIDDINGS, A.; FOXON, C.; CAMPION, R.; WILLIAMS, D.; GALLAGHER, B. Coulomb Blockade Anisotropic Magnetoresistance Effect in a (Ga,Mn)As Single-Electron Transistor. *Physical Review Letters*, 97. doi:10.1103/PhysRevLett.97.077201
- [44] PAPPERT, K.; SCHMIDT, M.; HÜMPFNER, S.; RÜSTER, C.; SCHOTT, G.; BRUNNER, K.; GOULD, C.; SCHMIDT, G.; MOLENKAMP, L. Magnetization-Switched Metal-Insulator Transition in a (Ga,Mn)As Tunnel Device. *Physical Review Letters*, 97, (2006), 1–4. doi:10.1103/PhysRevLett.97.186402
- [45] BARNAŚ, J.; WEYMANN, I. Spin effects in single-electron tunnelling. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20, (2008), 423202. doi:10.1088/0953-8984/20/42/423202
- [46] SCHELP, L.; FERT, A.; FETTER, F.; HOLODY, P.; LEE, S.; MAURICE, J.; PETROFF, F.; VAURÈS, A. Spin-dependent tunneling with Coulomb blockade. *Physical Review B*, 56, (1997), R5747–R5750. doi:10.1103/PhysRevB.56.R5747
- [47] ONO, K.; SHIMADA, H.; OOTUKA, Y. Spin Polarization and Magneto-Coulomb Oscillations in Ferromagnetic Single Electron Devices. *Journal of the Physics Society Japan*, 67, (1998), 2852–2856. doi:10.1143/JPSJ.67.2852

- [48] ONO, K.; SHIMADA, H.; OOTUKA, Y. Ferromagnetic single electron transistor. *Solid-State Electronics*, 42, (1998), 1407–1411. doi:10.1016/S0038-1101(98)00039-2
- [49] BRÜCKL, H.; REISS, G.; VINZELBERG, H.; BERTRAM, M.; MÖNCH, I.; SCHUMANN, J. Enhanced magnetoresistance of permalloy/Al-oxide/cobalt tunnel junctions in the Coulomb blockade regime. *Physical Review B*, 58, (1998), R8893–R8896. doi:10.1103/PhysRevB.58.R8893
- [50] CHEN, C.; KUO, W.; CHUNG, D.; SHYU, J.; WU, C. Evidence for Suppression of Superconductivity by Spin Imbalance in Co-Al-Co Single-Electron Transistors. *Physical Review Letters*, 88, (2002), 047004. doi:10.1103/PhysRevLett.88.047004
- [51] CHEN, C.D.; YAO, Y.D.; LEE, S.F.; SHYU, J.H. Magnetoresistance study in Co–Al–Co and Al–Co–Al double tunneling junctions. *Journal of Applied Physics*, 91, (2002), 7469. doi:10.1063/1.1447196
- [52] YAKUSHIJI, K.; ERNULT, F.; IMAMURA, H.; YAMANE, K.; MITANI, S.; TAKANASHI, K.; TAKAHASHI, S.; MAEKAWA, S.; FUJIMORI, H. Enhanced spin accumulation and novel magnetotransport in nanoparticles. *Nature materials*, 4, (2005), 57–61. doi:10.1038/nmat1278
- [53] ZHANG, L.; WANG, C.; WEI, Y.; LIU, X.; DAVIDOVIĆ, D. Spin-polarized electron transport through nanometer-scale Al grains. *Physical Review B*, 72, (2005), 155445. doi:10.1103/PhysRevB.72.155445
- [54] BERNAND-MANTEL, A.; SENEOR, P.; LIDGI, N.; MUNOZ, M.; CROS, V.; FUSIL, S.; BOUZEHOUE, K.; DERANLOT, C.; VAURES, A.; PETROFF, F.; FERT, A. Evidence for spin injection in a single metallic nanoparticle: A step towards nanospintronics. *Applied Physics Letters*, 89, (2006), 062502. doi:10.1063/1.2236293
- [55] WEI, Y.G.; MALEC, C.E.; DAVIDOVIĆ, D. Saturation of spin-polarized current in nanometer scale aluminum grains. *Physical Review B*, 76, (2007), 195327. doi:10.1103/PhysRevB.76.195327
- [56] BERNAND-MANTEL, A.; SENEOR, P.; BOUZEHOUE, K.; FUSIL, S.; DERANLOT, C.; PETROFF, F.; FERT, A. Anisotropic magneto-Coulomb effects and magnetic single-electron-transistor action in a single nanoparticle. *Nature Physics*, 5, (2009), 920–924. doi:10.1038/nphys1423
- [57] KOUWENHOVEN, L. Coupled quantum dots as artificial molecules. *Science (New York, N.Y.)*, 268, (1995), 1440–1. doi:10.1126/science.268.5216.1440
- [58] KOUWENHOVEN, L.; MARCUS, C.M.; MCEUEN, P.L.; TARUCHA, S.; WESTERVELT, R.; WINGREEN, N. Electron Transport in Quantum Dots. In L. Sohn; L. Kouwenhoven; G. Schön, Hg., *Mesoscopic Electron Transport*. 1997. ISBN 0-7923-4737-4, 105–215

- [59] VON DELFT, J.; RALPH, D. Spectroscopy of discrete energy levels in ultrasmall metallic grains. *Physics Reports*, 345, (2001), 61–173. doi:10.1016/S0370-1573(00)00099-5
- [60] VAN DER WIEL, W.; DE FRANCESCHI, S.; ELZERMAN, J.; FUJISAWA, T.; TARUCHA, S.; KOUWENHOVEN, L. Electron transport through double quantum dots. *Reviews of Modern Physics*, 75, (2002), 1–22. doi:10.1103/RevModPhys.75.1
- [61] HANSON, R.; PETTA, J.R.; TARUCHA, S.; VANDERSYPEN, L.M.K. Spins in few-electron quantum dots. *Reviews of Modern Physics*, 79, (2007), 1217–1265. doi:10.1103/RevModPhys.79.1217
- [62] TSUKAGOSHI, K.; ALPHENAAR, B.W.; AGO, H. Coherent transport of electron spin in a ferromagnetically contacted carbon nanotube. *Nature*, 401, (1999), 572–574. doi:10.1038/nature44108
- [63] SAHOO, S.; KONTOS, T.; FURER, J.; HOFFMANN, C.; GRÄBER, M.; COTTE, A.; SCHÖNENBERGER, C. Electric field control of spin transport. *Nature Physics*, 1, (2005), 99–102. doi:10.1038/nphys149
- [64] HUESO, L.E.; PRUNEDA, J.M.; FERRARI, V.; BURNELL, G.; VALDÉS-HERRERA, J.P.; SIMONS, B.D.; LITTLEWOOD, P.B.; ARTACHO, E.; FERT, A.; MATHUR, N.D. Transformation of spin information into large electrical signals using carbon nanotubes. *Nature*, 445, (2007), 410–3. doi:10.1038/nature05507
- [65] JENSEN, A.; HAUPTMANN, J.R.; NYGARD, J.; SADOWSKI, J.; LINDELOF, P.E. Hybrid Devices from Single Wall Carbon Nanotubes Epitaxially Grown into a Semiconductor Heterostructure. *Nano Letters*, 4, (2004), 349–352. doi:10.1021/nl0350027
- [66] JENSEN, A.; HAUPTMANN, J.R.; NYGARD, J.; LINDELOF, P.E. Magnetoresistance in ferromagnetically contacted single-wall carbon nanotubes. *Physical Review B*, 72, (2005), 035419. doi:10.1103/PhysRevB.72.035419
- [67] ABELES, B.; SHENG, P.; COUTTS, M.; ARIE, Y. Structural and electrical properties of granular metal films. *Advances in Physics*, 24, (1975), 407–461. doi:10.1080/00018737500101431
- [68] JULLIERE, M. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters A*, 54, (1975), 225–226. doi:10.1016/0375-9601(75)90174-7
- [69] DATTA, S.; DAS, B. Electronic analog of the electro-optic modulator. *Applied Physics Letters*, 56, (1990), 665. doi:10.1063/1.102730
- [70] OIWA, A.; KATSUMOTO, S.; ENDO, A.; HIRASAWA, M.; IYE, Y.; OHNO, H.; MATSUKURA, F.; SHEN, A.; SUGAWARA, Y. Nonmetal-metal-nonmetal transition and large negative magnetoresistance in (Ga,Mn)As/GaAs. *Solid State Communications*, 103, (1997), 209–213. doi:10.1016/S0038-1098(97)00178-6

- [71] SHEU, B.; MYERS, R.; TANG, J.M.; SAMARTH, N.; AWSCHALOM, D.; SCHIFFER, P.; FLATTÉ, M. Onset of Ferromagnetism in Low-Doped  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . *Physical Review Letters*, 99, (2007), 227205. doi:10.1103/PhysRevLett.99.227205
- [72] MATSUKURA, F.; OHNO, H.; SHEN, A.; SUGAWARA, Y. Transport properties and origin of ferromagnetism in (Ga,Mn)As. *Physical Review B*, 57, (1998), R2037–R2040. doi:10.1103/PhysRevB.57.R2037
- [73] CHEN, L.; YAN, S.; XU, P.F.; LU, J.; WANG, W.Z.; DENG, J.J.; QIAN, X.; JI, Y.; ZHAO, J.H. Low-temperature magnetotransport behaviors of heavily Mn-doped (Ga,Mn)As films with high ferromagnetic transition temperature. *Applied Physics Letters*, 95, (2009), 182505. doi:10.1063/1.3259821
- [74] OLEJNÍK, K.; OWEN, M.; NOVÁK, V.; MAŠEK, J.; IRVINE, A.; WUNDERLICH, J.; JUNGWIRTH, T. Enhanced annealing, high Curie temperature, and low-voltage gating in (Ga,Mn)As: A surface oxide control study. *Physical Review B*, 78, (2008), 054403. doi:10.1103/PhysRevB.78.054403
- [75] WANG, M.; CAMPION, R.P.; RUSHFORTH, A.W.; EDMONDS, K.W.; FOXON, C.T.; GALLAGHER, B.L. Achieving high Curie temperature in (Ga,Mn)As. *Applied Physics Letters*, 93, (2008), 132103. doi:10.1063/1.2992200
- [76] UTZ, M. *Epitaxie von (Ga,Mn)As*. Dissertation, Universität Regensburg, 2012
- [77] WURSTBAUER, U. *Herstellung und Charakterisierung von Mangan dotierten III-V Halbleiterheterostrukturen*. Dissertation, Universität Regensburg, 2008
- [78] LOOK, D.C.; WALTERS, D.C.; ROBINSON, G.D.; SIZELOVE, J.R.; MIER, M.G.; STUTZ, C.E. Annealing dynamics of molecular-beam epitaxial GaAs grown at 200 °C. *Journal of Applied Physics*, 74, (1993), 306. doi:10.1063/1.354108
- [79] MÁCA, F.; MAŠEK, J. Electronic states in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ : Substitutional versus interstitial position of Mn. *Physical Review B*, 65, (2002), 235209. doi:10.1103/PhysRevB.65.235209
- [80] MAŠEK, J.; KUDRNOVSKÝ, J.; MÁCA, F. Lattice constant in diluted magnetic semiconductors (Ga,Mn)As. *Physical Review B*, 67, (2003), 153203. doi:10.1103/PhysRevB.67.153203
- [81] YU, K.; WALUKIEWICZ, W.; WOJTOWICZ, T.; KURLISZYN, I.; LIU, X.; SASAKI, Y.; FURDYNA, J. Effect of the location of Mn sites in ferromagnetic  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  on its Curie temperature. *Physical Review B*, 65, (2002), 201303. doi:10.1103/PhysRevB.65.201303
- [82] STANCIU, V.; SVEDLINDH, P. Annealing-induced changes of the magnetic anisotropy of (Ga,Mn)As epilayers. *Applied Physics Letters*, 87, (2005), 242509. doi:10.1063/1.2123380

- [83] OHYA, S.; OHNO, K.; TANAKA, M. Magneto-optical and magnetotransport properties of heavily Mn-doped GaMnAs. *Applied Physics Letters*, 90, (2007), 112503. doi:10.1063/1.2713176
- [84] MACK, S.; MYERS, R.C.; HERON, J.T.; GOSSARD, A.C.; AWSCHALOM, D.D. Stoichiometric growth of high Curie temperature heavily alloyed GaMnAs. *Applied Physics Letters*, 92, (2008), 192502. doi:10.1063/1.2927481
- [85] HAYASHI, T.; HASHIMOTO, Y.; KATSUMOTO, S.; IYE, Y. Effect of low-temperature annealing on transport and magnetism of diluted magnetic semiconductor (Ga,Mn)As. *Applied Physics Letters*, 78, (2001), 1691. doi:10.1063/1.1352701
- [86] EDMONDS, K.; BOGUSŁAWSKI, P.; WANG, K.; CAMPION, R.; NOVIKOV, S.; FARLEY, N.; GALLAGHER, B.; FOXON, C.; SAWICKI, M.; DIETL, T.; BUONGIORNO NARDELLI, M.; BERNHOLC, J. Mn Interstitial Diffusion in (Ga,Mn)As. *Physical Review Letters*, 92, (2004), 037201. doi:10.1103/PhysRevLett.92.037201
- [87] EDMONDS, K.W.; WANG, K.Y.; CAMPION, R.P.; NEUMANN, A.C.; FARLEY, N.R.S.; GALLAGHER, B.L.; FOXON, C.T. High-Curie-temperature GaMnAs obtained by resistance-monitored annealing. *Applied Physics Letters*, 81, (2002), 4991. doi:10.1063/1.1529079
- [88] CHEN, L.; YANG, X.; YANG, F.; ZHAO, J.; MISURACA, J.; XIONG, P.; VON MOLNÁR, S. Enhancing the Curie temperature of ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As to 200 K via nanostructure engineering. *Nano letters*, 11, (2011), 2584–9. doi:10.1021/nl201187m
- [89] WELP, U.; VLASKO-VLASOV, V.K.; WOJTOWICZ, T. Magnetic Domain Structure and Magnetic Anisotropy in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . *Physical Review Letters*, 90, (2003), 167206. doi:10.1103/PhysRevLett.90.167206
- [90] SAWICKI, M.; MATSUKURA, F.; IDZIASZEK, A.; DIETL, T.; SCHOTT, G.; RUESTER, C.; GOULD, C.; KARCZEWSKI, G.; SCHMIDT, G.; MOLENKAMP, L. Temperature dependent magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As layers. *Physical Review B*, 70, (2004), 245325. doi:10.1103/PhysRevB.70.245325
- [91] PAPPERT, K.; GOULD, C.; SAWICKI, M.; WENISCH, J.; BRUNNER, K.; SCHMIDT, G.; MOLENKAMP, L.W. Detailed transport investigation of the magnetic anisotropy of (Ga,Mn)As. *New Journal of Physics*, 9, (2007), 354–354. doi:10.1088/1367-2630/9/9/354
- [92] SAWICKI, M.; WANG, K.Y.; EDMONDS, K.W.; CAMPION, R.P.; STADDON, C.R.; FARLEY, N.R.S.; FOXON, C.T.; PAPIS, E.; KAMIŃSKA, E.; PIOTROWSKA, A.; DIETL, T.; GALLAGHER, B.L. In-plane uniaxial anisotropy rotations in (Ga,Mn)As thin films. *Physical Review B*, 71, (2005), 121302. doi:10.1103/PhysRevB.71.121302

- [93] HOFFMANN, F.; WOLTERSDORF, G.; WEGSCHEIDER, W.; EINWANGER, A.; WEISS, D.; BACK, C. Mapping the magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As nanostructures. *Physical Review B*, 80, (2009), 054417. doi:10.1103/PhysRevB.80.054417
- [94] WENISCH, J.; GOULD, C.; EBEL, L.; STORZ, J.; PAPPERT, K.; SCHMIDT, M.J.; KUMPF, C.; SCHMIDT, G.; BRUNNER, K.; MOLENKAMP, L.W. Control of Magnetic Anisotropy in (Ga,Mn)As by Lithography-Induced Strain Relaxation. *Physical Review Letters*, 99, (2007), 077201. doi:10.1103/PhysRevLett.99.077201
- [95] HUEMPFNER, S.; PAPPERT, K.; WENISCH, J.; BRUNNER, K.; GOULD, C.; SCHMIDT, G.; MOLENKAMP, L.W.; SAWICKI, M.; DIETL, T. Lithographic engineering of anisotropies in (Ga,Mn)As. *Applied Physics Letters*, 90, (2007), 102102. doi:10.1063/1.2710478
- [96] BACA, A.G.; ASHBY, C.I. *Fabrication of GaAs Devices*. 2005. ISBN 978-0863413537
- [97] GLUNK, M. *Elektrische und magnetische Eigenschaften des verdünnten magnetischen Halbleiters (Ga,Mn)As*. Dissertation, Universität Ulm, 2011
- [98] TUREK, M.; SIEWERT, J.; FABIAN, J. Electronic and optical properties of ferromagnetic GaMnAs in a multiband tight-binding approach. *Physical Review B*, 78, (2008), 085211. doi:10.1103/PhysRevB.78.085211
- [99] DIETL, T. Interplay between Carrier Localization and Magnetism in Diluted Magnetic and Ferromagnetic Semiconductors. *Journal of the Physical Society of Japan*, 77, (2008), 031005. doi:10.1143/JPSJ.77.031005
- [100] JUNGWIRTH, T.; SINOVA, J.; MACDONALD, A.H.; GALLAGHER, B.L.; NOVÁK, V.; EDMONDS, K.W.; RUSHFORTH, A.W.; CAMPION, R.P.; FOXON, C.T.; EAVES, L.; OLEJNÍK, E.; MAŠEK, J.; YANG, S.R.E.; WUNDERLICH, J.; GOULD, C.; MOLENKAMP, L.W.; DIETL, T.; OHNO, H. Character of states near the Fermi level in (Ga,Mn)As: Impurity to valence band crossover. *Physical Review B*, 76, (2007), 125206. doi:10.1103/PhysRevB.76.125206
- [101] BURCH, K.S.; SHREKENHAMER, D.B.; SINGLEY, E.J.; STEPHENS, J.; SHEU, B.L.; KAWAKAMI, R.K.; SCHIFFER, P.; SAMARTH, N.; AWSCHALOM, D.D.; BASOV, D.N. Impurity Band Conduction in a High Temperature Ferromagnetic Semiconductor. *Physical Review Letters*, 97, (2006), 087208. doi:10.1103/PhysRevLett.97.087208
- [102] ANDERSON, P.W. Absence of Diffusion in Certain Random Lattices. *Physical Review*, 109, (1958), 1492–1505. doi:10.1103/PhysRev.109.1492
- [103] LEE, P.A. Disordered electronic systems. *Reviews of Modern Physics*, 57, (1985), 287–337. doi:10.1103/RevModPhys.57.287
- [104] BELITZ, D.; KIRKPATRICK, T. The Anderson-Mott transition. *Reviews of Modern Physics*, 66, (1994), 261–380. doi:10.1103/RevModPhys.66.261

- [105] BERGMANN, G. Weak localization in thin films. *Physics Reports*, 107, (1984), 1–58. doi:10.1016/0370-1573(84)90103-0
- [106] NEUMAIER, D.; WAGNER, K.; GEISSLER, S.; WURSTBAUER, U.; SADOWSKI, J.; WEGSCHEIDER, W.; WEISS, D. Weak Localization in Ferromagnetic (Ga,Mn)As Nanostructures. *Physical Review Letters*, 99, (2007), 116803. doi:10.1103/PhysRevLett.99.116803
- [107] WAGNER, K.; NEUMAIER, D.; REINWALD, M.; WEGSCHEIDER, W.; WEISS, D. Dephasing in (Ga,Mn)As Nanowires and Rings. *Physical Review Letters*, 97. doi:10.1103/PhysRevLett.97.056803
- [108] ROKHINSON, L.; LYANDA-GELLER, Y.; GE, Z.; SHEN, S.; LIU, X.; DOBROWOLSKA, M.; FURDYNA, J. Weak localization in GaMnAs: Evidence of impurity band transport. *Physical Review B*, 76, (2007), 161201. doi:10.1103/PhysRevB.76.161201
- [109] NEUMAIER, D.; SCHLAPPS, M.; WURSTBAUER, U.; SADOWSKI, J.; REINWALD, M.; WEGSCHEIDER, W.; WEISS, D. Electron-electron interaction in one- and two-dimensional ferromagnetic (Ga,Mn)As. *Physical Review B*, 77, (2008), 041306. doi:10.1103/PhysRevB.77.041306
- [110] GARATE, I.; SINOVA, J.; JUNGWIRTH, T.; MACDONALD, A. Theory of weak localization in ferromagnetic (Ga,Mn)As. *Physical Review B*, 79, (2009), 155207. doi:10.1103/PhysRevB.79.155207
- [111] MOTT, N. Conduction in glasses containing transition metal ions. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 1, (1968), 1–17. doi:10.1016/0022-3093(68)90002-1
- [112] HONOLKA, J.; MASMANIDIS, S.; TANG, H.; AWSCHALOM, D.; ROUKES, M. Magnetotransport properties of strained  $Ga_{0.95}Mn_{0.05}As$  epilayers close to the metal-insulator transition: Description using Aronov-Altshuler three-dimensional scaling theory. *Physical Review B*, 75, (2007), 245310. doi:10.1103/PhysRevB.75.245310
- [113] PASCHOAL, W.; KUMAR, S.; BORSCHEL, C.; WU, P.; CANALI, C.M.; RONNING, C.; SAMUELSON, L.; PETTERSSON, H.K. Hopping conduction in Mn ion-implanted GaAs nanowires. *Nano letters*, 12, (2012), 4838–42. doi:10.1021/nl302318f
- [114] NOVÁK, V.; OLEJNÍK, K.; WUNDERLICH, J.; CUKR, M.; VÝBORNÝ, K.; RUSHFORTH, A.W.; EDMONDS, K.W.; CAMPION, R.P.; GALLAGHER, B.L.; SINOVA, J.; JUNGWIRTH, T. Curie Point Singularity in the Temperature Derivative of Resistivity in (Ga,Mn)As. *Physical Review Letters*, 101, (2008), 077201. doi:10.1103/PhysRevLett.101.077201
- [115] CLARKE, J. Principles and applications of SQUIDS. *Proceedings of the IEEE*, 77, (1989), 1208–1223. doi:10.1109/5.34120
- [116] OMIYA, T.; MATSUKURA, F.; DIETL, T.; OHNO, Y.; SAKON, T.; MOTOKAWA, M.; OHNO, H. Magnetotransport properties of (Ga,Mn)As investigated



- at low temperature and high magnetic field. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 7, (2000), 976–980. doi:10.1016/S1386-9477(00)00099-0
- [117] MATSUKURA, F.; SAWICKI, M.; DIETL, T.; CHIBA, D.; OHNO, H. Magnetotransport properties of metallic (Ga,Mn)As films with compressive and tensile strain. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 21, (2004), 1032–1036. doi:10.1016/j.physe.2003.11.165
- [118] KUIVALAINEN, P. Spin-Dependent Transport in Heavily Mn-Doped GaAs. *physica status solidi (b)*, 227, (2001), 449–463. doi:10.1002/1521-3951(200110)227:2<449::AID-PSSB449>3.0.CO;2-4
- [119] BUTSCHKOW, C.; REIGER, E.; RUDOLPH, A.; GEISSLER, S.; NEUMAIER, D.; SODA, M.; SCHUH, D.; WOLTERSDORF, G.; WEGSCHEIDER, W.; WEISS, D. Origin of negative magnetoresistance of GaAs/(Ga,Mn)As core-shell nanowires. *Physical Review B*, 87, (2013), 245303. doi:10.1103/PhysRevB.87.245303
- [120] BAXTER, D.; RUZMETOV, D.; SCHERSCHLIGT, J.; SASAKI, Y.; LIU, X.; FURDYNA, J.; MIELKE, C. Anisotropic magnetoresistance in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . *Physical Review B*, 65, (2002), 212407. doi:10.1103/PhysRevB.65.212407
- [121] RUSHFORTH, A.W.; VÝBORNÝ, K.; KING, C.S.; EDMONDS, K.W.; CAMPION, R.P.; FOXON, C.T.; WUNDERLICH, J.; IRVINE, A.C.; VAŠEK, P.; NOVÁK, V.; OLEJNÍK, K.; SINOVA, J.; JUNGWIRTH, T.; GALLAGHER, B.L. Anisotropic Magnetoresistance Components in (Ga,Mn)As. *Physical Review Letters*, 99, (2007), 147207. doi:10.1103/PhysRevLett.99.147207
- [122] WANG, K.; EDMONDS, K.; CAMPION, R.; ZHAO, L.; FOXON, C.; GALLAGHER, B. Anisotropic magnetoresistance and magnetic anisotropy in high-quality (Ga,Mn)As films. *Physical Review B*, 72, (2005), 085201. doi:10.1103/PhysRevB.72.085201
- [123] MOSER, J.; MATOS-ABIAGUE, A.; SCHUH, D.; WEGSCHEIDER, W.; FABIAN, J.; WEISS, D. Tunneling Anisotropic Magnetoresistance and Spin-Orbit Coupling in Fe/GaAs/Au Tunnel Junctions. *Physical Review Letters*, 99, (2007), 056601. doi:10.1103/PhysRevLett.99.056601
- [124] PEREYRA, P. *Fundamentals of Quantum Physics*. 2012. ISBN 9783642293771
- [125] WASSHUBER, C. *Computational Single-Electronics*. Springer-Verlag/Wien, 2001. ISBN 3-211-83558-X
- [126] FERMI, E. *Nuclear Physics*. The University of Chicago Press, 1950. ISBN 9780226243658
- [127] AVERIN, D.V.; LIKHAREV, K.K. Coulomb blockade of single-electron tunneling, and coherent oscillations in small tunnel junctions. *Journal of Low Temperature Physics*, 62, (1986), 345–373. doi:10.1007/BF00683469

- [128] FULTON, T.; DOLAN, G. Observation of single-electron charging effects in small tunnel junctions. *Physical Review Letters*, 59, (1987), 109–112. doi:10.1103/PhysRevLett.59.109
- [129] INGOLD, G.L.; NAZAROV, Y. *Single Charge Tunneling*, Band 294. 1992. ISBN 0-306-44229-9
- [130] SIMMONS, J.G. Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film. *Journal of Applied Physics*, 34, (1963), 1793. doi:10.1063/1.1702682
- [131] AMMAN, M.; MULLEN, K.; BEN-JACOB, E. The charge-effect transistor. *Journal of Applied Physics*, 65, (1989), 339–346. doi:10.1063/1.342546342546
- [132] METROPOLIS, N.; ULAM, S. The Monte Carlo Method. *Journal of the American Statistical Association*, 44, (1949), 335–341. doi:10.1080/01621459.1949.10483310
- [133] OOTUKA, Y.; MATSUDA, R.; ONO, K.; SHIMADA, H. Spin polarization and magneto-Coulomb oscillations in ferromagnetic single-electron transistors. *Physica B: Condensed Matter*, 280, (2000), 394–398. doi:10.1016/S0921-4526(99)01782-2
- [134] ONO, K.; SHIMADA, H.; KOBAYASHI, S.I.; OOTUKA, Y. A New Fabrication Method for Ultra Small Tunnel Junctions. *Japanese Journal of Applied Physics*, 35, (1996), 2369–2371. doi:10.1143/JJAP.35.2369
- [135] ONO, K.; SHIMADA, H.; KOBAYASHI, S.I.; OOTUKA, Y. Magnetoresistance of Ni/NiO/Co Small Tunnel Junctions in Coulomb Blockade Regime. *Journal of the Physics Society Japan*, 65, (1996), 3449–3451. doi:10.1143/JPSJ.65.3449
- [136] SCHLAPPS, M. *Magnetotransport through nanoscale constrictions in ferromagnetic (Ga,Mn)As films*. 2010. ISBN 978-3-86853-721-5
- [137] ONO, K.; SHIMADA, H.; OOTUKA, Y. Enhanced Magnetic Valve Effect and Magneto-Coulomb Oscillations in Ferromagnetic Single Electron Transistor. *Journal of the Physics Society Japan*, 66, (1997), 1261–1264. doi:10.1143/JPSJ.66.1261
- [138] TAKAHASHI, S.; MAEKAWA, S. Effect of Coulomb Blockade on Magnetoresistance in Ferromagnetic Tunnel Junctions. *Physical Review Letters*, 80, (1998), 1758–1761. doi:10.1103/PhysRevLett.80.1758
- [139] AVERIN, D.; NAZAROV, Y. Virtual electron diffusion during quantum tunneling of the electric charge. *Physical Review Letters*, 65, (1990), 2446–2449. doi:10.1103/PhysRevLett.65.2446
- [140] GRÄBER, M.; COISH, W.; HOFFMANN, C.; WEISS, M.; FURER, J.; OBERHOLZER, S.; LOSS, D.; SCHÖNENBERGER, C. Molecular states in carbon nanotube double quantum dots. *Physical Review B*, 74, (2006), 075427. doi:10.1103/PhysRevB.74.075427

- [141] ONO, K.; AUSTING, D.G.; TOKURA, Y.; TARUCHA, S. Current rectification by Pauli exclusion in a weakly coupled double quantum dot system. *Science (New York, N.Y.)*, 297, (2002), 1313–7. doi:10.1126/science.1070958
- [142] KITTEL, C. *Einführung in die Festkörperphysik*. 2005. ISBN 3486577239
- [143] CHOU, S.Y.; KRAUSS, P.R.; RENSTROM, P.J. Imprint Lithography with 25-Nanometer Resolution. *Science*, 272, (1996), 85–87. doi:10.1126/science.272.5258.85
- [144] HATZAKIS, M. Electron Resists for Microcircuit and Mask Production. *Journal of The Electrochemical Society*, 116, (1969), 1033. doi:10.1149/1.2412145
- [145] NAMATSU, H.; YAMAGUCHI, T.; NAGASE, M.; YAMAZAKI, K.; KURIHARA, K. Nano-patterning of a hydrogen silsesquioxane resist with reduced linewidth fluctuations. *Microelectronic Engineering*, 41-42, (1998), 331–334. doi:10.1016/S0167-9317(98)00076-8
- [146] FUJITA, J. Nanometer-scale resolution of calixarene negative resist in electron beam lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 14, (1996), 4272. doi:10.1116/1.588589
- [147] FUJITA, J.; OHNISHI, Y.; OCHIAI, Y.; MATSUI, S. Ultrahigh resolution of calixarene negative resist in electron beam lithography. *Applied Physics Letters*, 68, (1996), 1297. doi:10.1063/1.115958
- [148] ZAILER, I.; FROST, J.E.F.; CHABASSEUR-MOLYNEUX, V.; FORD, C.J.B.; PEPPER, M. Crosslinked PMMA as a high-resolution negative resist for electron beam lithography and applications for physics of low-dimensional structures. *Semiconductor Science and Technology*, 11, (1996), 1235–1238. doi:10.1088/0268-1242/11/8/021
- [149] CHANG, T.H.P. Proximity effect in electron-beam lithography. *Journal Of Vacuum Science And Technology*, 12, (1975), 1271. doi:10.1116/1.568515
- [150] KYSER, D.F. Monte Carlo simulation of spatially distributed beams in electron-beam lithography. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 12, (1975), 1305. doi:10.1116/1.568524
- [151] PARIKH, M. Corrections to proximity effects in electron beam lithography. I. Theory. *Journal of Applied Physics*, 50, (1979), 4371. doi:10.1063/1.326423
- [152] PARIKH, M. Corrections to proximity effects in electron beam lithography. II. Implementation. *Journal of Applied Physics*, 50, (1979), 4378. doi:10.1063/1.326424
- [153] PARIKH, M. Corrections to proximity effects in electron beam lithography. III. Experiments. *Journal of Applied Physics*, 50, (1979), 4383. doi:10.1063/1.326425
- [154] OWEN, G.; RISSMAN, P. Proximity effect correction for electron beam lithography by equalization of background dose. *Journal of Applied Physics*, 54, (1983), 3573. doi:10.1063/1.332426

- [155] VIEU, C.; CARCENAC, F.; PÉPIN, A.; CHEN, Y.; MEJIAS, M.; LEBIB, A.; MANIN-FERLAZZO, L.; COURAUD, L.; LAUNOIS, H. Electron beam lithography: resolution limits and applications. *Applied Surface Science*, 164, (2000), 111–117. doi:10.1016/S0169-4332(00)00352-4
- [156] CUMMING, D.R.S.; THOMS, S.; BEAUMONT, S.P.; WEAVER, J.M.R. Fabrication of 3 nm wires using 100 keV electron beam lithography and poly(methyl methacrylate) resist. *Applied Physics Letters*, 68, (1996), 322. doi:10.1063/1.116073
- [157] BIBERGER, J. *Transportphänomene in mesoskopischen 2DEG-Strukturen unter dem Einfluss inhomogener Streufelder von Nanomagneten*. Dissertation, Universität Regensburg, 2007
- [158] GLÖRSEN, P.G. Ion-beam etching. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 12, (1975), 28. doi:10.1116/1.568767
- [159] ENNS, C.; HUNKLINGER, S. *Tieftemperaturphysik*. Springer DE, 2000, 2000. ISBN 3642572650
- [160] LONDON, H. Proceedings of the international Conference on Low Temperature Physics, Oxford, (1951), pp. 157
- [161] RICHARDELLA, A.; ROUSHAN, P.; MACK, S.; ZHOU, B.; HUSE, D.A.; AW-SCHALOM, D.D.; YAZDANI, A. Visualizing critical correlations near the metal-insulator transition in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ . *Science (New York, N.Y.)*, 327, (2010), 665–9. doi:10.1126/science.1183640
- [162] GLAS, F.; PATRIARCHE, G.; LARGEAU, L.; LEMAÎTRE, A. Determination of the Local Concentrations of Mn Interstitials and Antisite Defects in GaMnAs. *Physical Review Letters*, 93, (2004), 086107. doi:10.1103/PhysRevLett.93.086107
- [163] SHENG, P.; ABELES, B.; ARIE, Y. Hopping Conductivity in Granular Metals. *Physical Review Letters*, 31, (1973), 44–47. doi:10.1103/PhysRevLett.31.44
- [164] GITTLEMAN, J.; ABELES, B.; BOZOWSKI, S. Superparamagnetism and relaxation effects in granular Ni-SiO<sub>2</sub> and Ni-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films. *Physical Review B*, 9, (1974), 3891–3897. doi:10.1103/PhysRevB.9.3891
- [165] BLOCH, F. Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern. *Zeitschrift für Physik*, 52, (1929), 555–600. doi:10.1007/BF01339455
- [166] EFROS, A.L.; SHKLOVSKII, B.I. Coulomb gap and low temperature conductivity of disordered systems. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 8, (1975), L49–L51. doi:10.1088/0022-3719/8/4/003
- [167] CHUI, T.; DEUTSCHER, G.; LINDENFELD, P.; MCLEAN, W. Conduction in granular aluminum near the metal-insulator transition. *Physical Review B*, 23, (1981), 6172–6175. doi:10.1103/PhysRevB.23.6172

- [168] ENTIN-WOHLMAN, O.; GEFEN, Y.; SHAPIRA, Y. Variable-range hopping conductivity in granular materials. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 16, (1983), 1161–1167. doi:10.1088/0022-3719/16/7/004
- [169] MEIR, Y. Universal Crossover between Efros-Shklovskii and Mott Variable-Range-Hopping Regimes. *Physical Review Letters*, 77, (1996), 5265–5267. doi:10.1103/PhysRevLett.77.5265
- [170] ROSENBAUM, R. Crossover from Mott to Efros-Shklovskii variable-range-hopping conductivity in InxOy films. *Physical Review B*, 44, (1991), 3599–3603. doi:10.1103/PhysRevB.44.3599
- [171] NEUMAIER, D.; TUREK, M.; WURSTBAUER, U.; VOGL, A.; UTZ, M.; WEGSCHEIDER, W.; WEISS, D. All-Electrical Measurement of the Density of States in (Ga,Mn)As. *Physical Review Letters*, 103, (2009), 087203. doi:10.1103/PhysRevLett.103.087203
- [172] SADOWSKI, J. GaMnAs: layers, wires and dots, (2008), 1–15. arXiv: 0808.2887
- [173] FUKUYAMA, H.; YOSHIDA, K. Negative Magnetoresistance in the Anderson Localized States. *Journal of the Physical Society of Japan*, 46, (1979), 102–105. doi:10.1143/JPSJ.46.102
- [174] BRADEN, J.; PARKER, J.; XIONG, P.; CHUN, S.; SAMARTH, N. Direct Measurement of the Spin Polarization of the Magnetic Semiconductor (Ga,Mn)As. *Physical Review Letters*, 91, (2003), 056602. doi:10.1103/PhysRevLett.91.056602
- [175] GIDDINGS, A.D.; MAKAROVSKY, O.N.; KHALID, M.N.; YASIN, S.; EDMONDS, K.W.; CAMPION, R.P.; WUNDERLICH, J.; JUNGWIRTH, T.; WILLIAMS, D.A.; GALLAGHER, B.L.; FOXON, C.T. Huge tunnelling anisotropic magnetoresistance in (Ga,Mn)As nanoconstrictions. *New Journal of Physics*, 10, (2008), 085004. doi:10.1088/1367-2630/10/8/085004



# Vielen Dank

- Herrn Professor Dr. Dieter Weiss möchte ich meinen herzlichen Dank aussprechen, dafür dass er mich nach zwei Jahren bei Infineon Technologies wieder in seiner Arbeitsgruppe aufgenommen hat und mir damit die Möglichkeit zur Promotion gab. Ich möchte Ihm ganz besonders für die vielfältige Unterstützung und das jederzeit spürbare Vertrauen danken, ohne das ein Gelingen der Arbeit sicher nicht möglich gewesen wäre.
- Dr. Markus Schlapps möchte ich als meinen Vorgänger und Mitstreiter für die schöne gemeinsame Zeit und seine gesammelten Erfahrungen danken, die er mir mit auf dem Weg gegeben hat und von denen ich bis heute profitiere.
- Professor Dr. Milena Grifoni und Sebastian Pfaller möchte ich für fruchtbare Diskussionen sowie für die Modellrechnungen zu meiner Arbeit danken.
- Professor Dr. Dominique Bougeard und Dr. Martin Utz möchte ich für die Versorgung mit hervorragenden (Ga,Mn)As-Grundmaterial danken.
- Professor Dr. Pedro Pereyra möchte ich nicht nur für hilfreiche Diskussionen im Zusammenhang mit dieser Arbeit danken, sondern vor allem dafür, dass Er versucht hat mir die Transfermatrix-Methode näher zu bringen und dass Er, wann immer ich Ihn getroffen habe, mich mit einem freundlichen Lächeln empfangen hat.
- Dr. Jonathan Eroms möchte ich dafür danken, dass Er immer ein offenes Ohr und einen klugen Ratschlag parat hatte - vor allem bei den wirklich komplizierten Problemen.
- Vielen, vielen Dank auch an Christian Butschkow und Alexei Iankilevitch, dafür dass Ihr meine Arbeit von vorne bis hinten durchgelesen und mich auf meine zahllosen Fehler aufmerksam gemacht habt!!
- Christian, Dir möchte ich an dieser Stelle für die vielen inspirierende Diskussionen danken, die wir oftmals nach einem langen Arbeitstag auf unserem gemeinsamen Weg von der Uni in die Stadt geführt haben.
- Dr. Daniel Neumaier möchte ich dafür danken, dass er mich während der Anfangsphase als Doktorand mit all seinem Wissen und seinen Erfahrungen unterstützt hat.
- Dr. Andreas K. Hüttel und allen Entwicklern des Lab::Measurement-Projekts möchte ich meinen ganz besonderen Dank aussprechen, denn ohne eine konsequente Automatisierung der Datenakquise wäre die Arbeit in dieser Form

sicher nicht möglich gewesen. In diesem Zusammenhang möchte ich mich auch bei Christian Butschkow bedanken, der mit mir viele Stunden an der Weiterentwicklung von Lab::Measurement gearbeitet hat. Ohne Ihn würde ich vielleicht heute noch mit  $\beta$ -Sweep messen. Ich möchte auch all jenen danken, die Lab:Measurement für Ihre Messungen nutzen, weil Ihr mir das Gefühl gebt, der Aufwand war nicht umsonst.

- Thomas Hupfauer, Dir möchte ich dafür danken, dass Du in alle Messgeräte eine Erdungsbuchse eingebaut und endlich für ausreichend Erdungskabel, BNC-Kabel und GPIB-Kabel gesorgt hast. Ich möchte Dir und Deinen Mitstreitern Bastian Birkner und Dr. Michael Lobenhofer auch für den reibungslosen Ablauf im Magnetlabor danken.
- Dieter Vogel, Alexei Iankilevitch, Dr. Christian Betthausen und Dr. Anton Vogel möchte ich dafür danken, dass auch im Mischer-Labor stets alles wie am Schnürchen lief und die Interessen der Nutzer mittlerweile in der *Ultra-Low Temperature Range Association (ULTRA)* professionell organisiert und vertreten werden.
- Andreas Einwanger, Christian Butschkow und Alexei Iankilevitch möchte ich für Ihr Engagement als Systemadministratoren und den hervorragenden IT-Support danken.
- Claudia Rahm und Elke Haushalter, Euch möchte ich für den reibungslosen Ablauf bei allen Formalitäten danken. Danke auch, dass Ihr immer so schöne Weihnachtsfeiern und Sommerausflüge organisiert habt.
- Uli Gürster und Conny Linz, Euch möchte ich dafür danken, dass Ihr den Reinraum am Laufen haltet und dass Ihr Euch um all die vielen kleinen und großen Probleme kümmert, die damit verbunden sind. Danke auch für die technische Unterstützung bei der Pflege und Reparatur der REM- und ESL-Anlagen.
- Michael Weigl möchte ich für die Konstruktion und den Aufbau eines  $^3\text{He}$ -Probenstabes für das Vektormagnetsystem danken.
- Dr. Silvia Minke, Sabine Weishäupl, Florian Oberhuber und Dr. Jonathan Eroms, Euch möchte ich für die gute Zusammenarbeit im REM-Betreuer-Team danken. Ohne Euch hätte ich an diesem Amt sicher nur halb soviel Spaß gehabt.
- Danke an alle, die unser altes Topcon REM noch nicht vergessen haben und trotz besserer Alternativen von Zeit zu Zeit eine Session buchen.
- Vielen Dank an meine Bürokollegen Christian, Dieter und Alexei für die unvergessliche, gemeinsame Zeit und die Freundschaft die uns seit langem verbindet.
- Nicht zuletzt möchte ich meinen Eltern für ihre bedingungslose Unterstützung danken. Ohne Euch hätte ich es sicher nie bis hierher geschafft!